

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені Ігоря Сікорського»

А.В. Немировський, М.Г. Лисенко, О.В. Козленко, В.В. Гаврилюк

Фізико-технічний лабораторний практикум

*Рекомендовано Методичною радою КПІм. Ігоря Сікорського
як навчальний посібник для здобувачів ступеня магістра
за освітньою програмою «Фізика та техніка низьких температур»
спеціальності 104 «Фізика та астрономія»
та фізико-математичними та технічними спеціальностями*

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2019

Рецензенти: Ковальчук О.В, доктор фіз-мат. наук, с.н.с. зав. кафедри фізики
Київського національного університету технологій та дизайну

Решетняк С.О., доктор фіз-мат. наук, професор кафедри ЗтаЕФ
КПІ ім. Ігоря Сікорського

Відповідальний

редактор Котовський В.Й., доктор техн. наук, професор,
зав. кафедри ЗФтаФТТ

*Гриф надано Методичною радою КПІ ім.Ігоря Сікорського протокол № 4 від 19.12.2019 р.
за поданням Вченої ради Фізико-математичного факультету протокол №9 від 28.11.2019 р.*

Електронне мережне навчальне видання

*Немировський Анатолій Володимирович, ст. викладач.
Лисенко Михайло Григорович, канд. фіз-мат. наук, доц..
Козленко Олег Володимирович, зав. лаб.
Гаврилюк Віктор Володимирович*

Фізико-технічний лабораторний практикум

[Електронний ресурс] : навч. посіб. для студ. спеціальності
104 «Фізика та астрономія» / А.В. Немировський, М.Г. Лисенко, О.В. Козленко, В.В. Гаврилюк;
КПІ ім. Ігоря Сікорського. –Електронні текстові дані (1файл: 3.75Мбайт)
-Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2019, - 130 с.

Зміст

ВСТУП	4
Лабораторна робота № 1. Методи вимірювання низьких температур та градування низькотемпературних датчиків.	7
Лабораторна робота № 2. Визначення теплоти випаровування рідкого азоту.	19
Лабораторна робота № 3. Дослідження процесу отримання твердого азоту при вакуумуванні парового простору.	26
Лабораторна робота № 4. Дослідження кріогенної помпи.	33
Лабораторна робота № 5. Дослідження термоелектричного холодильника.	41
Лабораторна робота № 6. Дослідження охолоджуваного фотоопору.	47
Лабораторна робота № 7. Визначення температурних характеристик фотоелектронного помножувача.	54
Лабораторна робота № 8. Вимірювання шумових характеристик транзисторного НВЧ – підсилювача.	61
Лабораторна робота № 9. Вивчення критичних полів керамічного надпровідника.	67
Лабораторна робота № 10. Дослідження квантування магнітного потоку за допомогою маятника Мейснера.	74
Лабораторна робота № 11. Дослідження магнітних властивостей високотемпературних надпровідників.	82
Лабораторна робота № 12. Дослідження температурних характеристик високотемпературних надпровідників.	91
Лабораторна робота № 13. Дослідження магнітних характеристик феромагнітних плівок та стрічок за допомогою магнітооптичного гістеріографа.	104
Лабораторна робота № 14. Дослідження доменної структури феромагнетиків при допомозі магнітооптичних ефектів Керра та Фарадея.	111
Лабораторна робота №15 Вивчення переходу надпровідника в діамагнітний стан методом «паралельного коливального контуру».....	119

В С Т У П

В останні роки в Національному технічному Університеті України Київський політехнічний інститут ім. Ігоря Сікорського розроблений та поставлений цикл оригінальних робіт по фізико-технічному практикуму. Мета практикуму полягає в тому, щоб дати можливість студенту самому, використовуючи сучасне обладнання, відтворити складні фізичні явища, вивчити особливості технічного пристрою, навчити його використовувати вимірювальне обладнання, ознайомити з важливими методами досліджень, вміння оперувати та давати науково обґрунтоване пояснення отриманим експериментальним даним. Зважаючи на специфіку НТУУ “КПІ”, де готують не лише інженерно-технічних спеціалістів, а й працівників проектно-конструкторських та науково-дослідних закладів, викладачів, яким крім глибокого знання фізичних законів та явищ, та профілюючого предмету, необхідні також, глибокі знання з суміжних областей техніки та навички науково-технічних досліджень.

Основою запропонованих робіт є установки, на яких виконувались та виконуються науково-дослідні роботи. До складу установок входить новітнє обладнання, цифрові вимірювальні прилади, сучасна обчислювальна техніка, оригінальні науково-конструкторські розробки. Поряд з класичними методиками вивчення фізичних явищ використовуються також нові, розроблені на протязі останніх років кафедрами та лабораторіями КПІ ім. Ігоря Сікорського. В деяких роботах практикуму процес вимірювання та обробки результатів автоматизовані, але обов'язково передбачена можливість виконання вимірювань в “ручному” режимі, інші роботи можуть бути легко автоматизовані. В багатьох роботах обробка результатів експерименту здійснюється за допомогою комп'ютера, програми або додаються, або повинні бути написані студентами. Запропоновані роботи фізико-технічного практикуму, є логічним продовженням робіт по загальному фізичному практикуму, що вивчається на перших курсах всіх природничих факультетів вузу, з поглибленням в бік технічного використання фізичних законів та явищ. Деякі роботи практикуму, що відносяться до криогенного циклу, поглиблюють знання, що вивчаються в курсі “Молекулярної фізики” та “Термодинаміки”, доповнюючи відповідні лабораторні роботи. Інша частина робіт розширює практичні уявлення студентів щодо курсу “Електродинаміки”, дозволяє вивчати властивості матеріалів та характеристики приладів в області низьких (азотний рівень) температур. П'ять робіт по вивченню високотемпературної надпровідності дозволять студентам ознайомитися з особливостями надпровідного стану, а також із явищами, що супроводжують перехід із нормального стану в надпровідний, дають змогу не лише практично вивчити методи дослідження їх, а й самим спостерігати та вивчати квантові ефекти, на прикладі квантування магнітного потоку у надпровідному кільці. Застосування надпровідності в техніці може призвести до корінного

технологічного переозброєння таких визначальних галузей народного господарства, як енергетика, електротехніка, електроніка, транспорт і інших. Крім того, частина робіт практикуму являється практичною ілюстрацією теоретичних курсів “Вакуумна та кріогенна техніка” та “Прилади кріогенної техніки”, що вивчаються студентами 3-4 курсів факультету електроніки. Студенти інженерно-фізичного факультету користуються роботами практикуму для практичного освоєння курсу “Прилади і техніка фізичного експерименту”. Майже всі роботи виконуються студентами 5-го курсу фізико-математичного факультету при вивченні курсу “Фізика та техніка низьких температур”

Опис робіт практикуму зроблено за традиційною схемою, тобто, до складу входить тема, мета, необхідні прилади та устаткування, короткі теоретичні (для робіт технічного характеру – загальні) відомості, опис експериментальної установки, порядок виконання робіт та обробка результатів експериментів. Відмінністю є те, що в роботах більш детально висвітлено технічний бік експериментальних установок та процесу вимірювань. Крім того роботи практикуму, наприклад по магнітооптичних вимірюваннях, побудовані таким чином, що порядок виконання роботи може бути замінений програмою експерименту, запропонованою викладачем або ж студентом. Загалом, запропоновані роботи покликані допомогти у формуванні науково-технічного світогляду студентів.

Лабораторні роботи в процесі навчання у вищих навчальних закладах слугують могутнім засобом навчання студентів загальної фізики і прищеплювання їм практичних умінь і навичок, що значно полегшує засвоєння курсу насамперед тим, що підвищує інтерес студентів до фізики та техніки. У процесі навчання вони допомагають формувати у студентів конкретні уявлення, що адекватно відбивають у свідомості реально існуючі фізичні явища, процеси і закони. Завдяки цьому знання стають більш глибокими і міцними.

Методика викладання фізики умовно виділяє наступні види лабораторних робіт:

1. Демонстраційні лабораторні роботи необхідні головним чином для формування початкових уявлень про явища, процеси, закономірності, пристрої і дії деяких фізичних приладів і технічних установок.
2. Фронтальні лабораторні роботи дозволяють конкретизувати, удосконалювати, розвивати отримані раніше знання, придбати основні уміння і навички в поводженні з найпростішою апаратурою із усіх розділів курсу.
3. Фізичні практикуми дають можливість повторити, поглибити, розширити і синтезувати отримані раніше знання з різних розділів курсу; розвивають уміння і навички використання приладів та установок, прищеплюють елементи самостійності при вирішенні питань, зв'язаних з експериментом.

Практикуми проводяться після того, як студенти нагромадили достатні знання досліджуваного матеріалу і можуть розібратися у

фізичних явищах і законах, застосовуючи більш складні прилади, установки і досліди; можуть зрозуміти доцільність застосування того або іншого вимірювального приладу для даного досліду, розібратися в методі виміру, у внесених виправленнях і розрахунках похибок. Крім того, до моменту виконання робіт практикуму студенти повинні мати і деяку підготовку переходити до більш широких узагальнень і висновків.

4. Демонстраційний експеримент. При показі дослідів необхідно завжди дотримувати достатню видимість основних частин і деталей установки або приладу для всіх студентів групи. Без цього досліди утрачають своє значення, стають марними і найчастіше приводять спочатку до порушення дисципліни, а потім до втрати інтересу в студентів. Спостережуваність досягається відповідним конструюванням приладів, правильним розташуванням їх в установках, застосуванням, підсвітлення, різних способів і прийомів проектування, зіставленням початкового і кінцевого стану дослідів.

5. Експериментальні задачі. Тут експеримент звичайно виступає як один з важливих засобів для одержання необхідних даних при розв'язанні задач і для перевірки правильності результатів, отриманих шляхом теоретичних розрахунків. Студенти практикуються в застосуванні отриманих раніше знань і експериментальних навичок для розв'язання конкретних питань, пов'язаних з життям.

Вдосконалення лабораторних робіт.

Розвиток науки і техніки приводить до створення нових технологій більш поглибленого вивчення відомих явищ, відкриття нових фізичних явищ та подальшого вдосконалення техніки, пов'язаними з новими відкриттями та новими технологіями.

Вивчення курсу фізики у вищій школі не повинно відставати від розвитку науки та техніки. Це означає, що поряд з вивченням нововідкритих явищ в курсах природничих дисциплін повинна вдосконалюватись лабораторно-експериментальна база викладення технічних дисциплін та їхньої основи – фізики. Тому доцільно поряд з існуючими класичними лабораторними роботами впроваджувати в учбовий процес нові лабораторні роботи та роботи спецфізпрактикумів по вивченню нових явищ, нових пристроїв та технічних установок.

Перед тим, як приступити до виконання робіт практикуму, почати проводити експеримент необхідно ознайомитись з методикою його виконання та інструкцією по техніці безпеки при роботі з рідкими кріоагентами та електричними системами.

Лабораторна робота № 1

Методи вимірювання низьких температур та градування низькотемпературних датчиків

Мета роботи: Вивчити методи вимірювання низьких температур, вивчити способи градування низькотемпературних датчиків, порівняти точність вимірювань при використанні різних термометрів та використовуваних методів інтерполяції.

Обладнання: Кріотермостат, два дьюари СК-16, пристрій для видачі рідкого та газоподібного азоту, цифровий омметр ЩЗ4, автотрансформатор (ЛАТР) термопари, термоопори ; мідний ИС-567 та платиновий ИС-585, потенціометр РЗ63-2, підсилювач Ф-305-1, стабілізатор постійного струму РЗ6-1, нагрівач.

Загальні відомості

Швидкий розвиток кріогенної техніки призвів до виділення низькотемпературної термометрії в окрему область техніки вимірювань. Принцип дії термометрів, як правило, базується на температурній залежності фізичних властивостей речовин, таких як тиск газу або рівноважної пари, електричний опір, магнітна сприйнятливність, швидкість звуку у газі, електропровідність і т.п. Крім того, використовуються термометри, дія яких ґрунтується на фізичних явищах, що залежать від температури, наприклад, явищі появи термоелектрорушійної сили на спаї двох різнорідних провідників.

Будь-який низькотемпературний термометр складається з двох основних частин: власне термометра (датчика) та вимірювальної схеми (приладу). Датчик фіксує температуру або її зміну і перетворює їх в пропорційний вихідний сигнал, котрий може бути електричним, або іншої природи (наприклад, тиск) для індикації або подальшого перетворення.

Теплоємності будь-яких систем при температурах кріогенного рівня (нижче 120 К) невеликі, внаслідок чого, навіть незначна кількість теплоти може визвати значний ріст температури. Ця причина зумовлює необхідність забезпечення хорошого теплового контакту між датчиком та системою, температуру якої вимірюють. Найкращими методами забезпечення теплового контакту між двома металами є зварювання або паяння, задовільні результати можна отримати при зачеканюванні або приєднанні термометра до точки вимірювання за допомогою тонкого мідного дроту, оскільки теплопровідність міді при низьких температурах дуже велика. Тут доречно нагадати, що при кріотемпературах теплопровідність деяких кристалічних ізоляторів, таких як кварц, може бути такою ж високою, або навіть перевищувати теплопровідність металів. Коли виникає необхідність в надійному теплому контакті за відсутності електричного контакту (наприклад у випадку з термометром опору), звичайно використовується тонкий ізоляційний матеріал типу полімерних плівок, трансформаторного або цигаркового паперу, який наклеюється до поверхні термовимірювання, а термодатчик наклеюється поверх нього. Тепловий опір такої системи буде достатньо малим при використанні плівок товщиною до 10мкм. Через незначний рівень теплоємності матеріалів при кріотемпературах термодатчик не повинен виділяти значну кількість теплоти (особливо це стосується електричних термометрів опору), оскільки це може призвести до перегріву датчика та невірних результатів вимірювань. Для запобігання цього використовують вимірювання при різних значеннях струму, що дозволяє визначити наявність перегрівання.

Газова термометрія. Найбільш простим та поширеним термометром для технічного використання являється газовий термометр Симона, який складається з термометричного балона об'ємом V , що з'єднується при допомозі тонкого капіляра зі спіраллю Бурдона з об'ємом v . Вся система заповнена газоподібним гелієм під високим тиском. Якщо вважати гелій ідеальним газом, то для кожної моля системи повинно виконуватись співвідношення

$$\frac{pV}{T} = R \quad (1.1)$$

Оскільки зміна об'єму спіралі в діапазоні вимірюваних тисків дуже мала, газовий термометр буде фактично термометром постійного об'єму, і залежність $p = f(T)$ легко можна визначити з рівняння стану системи:

$$\frac{p_0 v}{T_0} + \frac{p_0 V}{T_0} = \frac{p v}{T} + \frac{p V}{T}, \quad (1.2)$$

тут p_0 , T_0 - параметри початкового стану системи.

Якщо об'єми v та V точно не відомі, то виконують градування термометра по реперним точкам, занурюючи термометричний балон газового термометра в рідини з відомими температурами нормального кипіння, та виконуючи побудову залежності тиску від температури. Чутливість газового термометра Симона тим вище, чим більше v в порівнянні з V , тому що, при охолодженні більша частина газу переходить до балону. Однак, при збільшенні відношення $\frac{v}{V}$ термометр стає дуже чутливим до коливань температури зовнішнього середовища, а для отримання лінійної шкали в широкому діапазоні температур необхідно, щоб це відношення прямувало до нуля. Для вирішення цієї дилеми виникає необхідність шукати компромісне (проміжне) значення співвідношення “мертвого” та робочого об'ємів. При температурах нижче від 80 К точність вимірювань газового термометра звичайно не гірше $\pm 0,05$ К. Характерним недоліком всіх газових термометрів є те, що для прецизійної термометрії необхідно вводити поправки на не ідеальність газу, “мертвий” об'єм, нестабільність температури навколишнього середовища.

Конденсаційна термометрія. Для вимірювань температур в певних інтервалах можуть використовуватись конденсаційні термометри, оскільки пружність насиченої пари зрідженого газу є швидкозмінною функцією температури. Конструкція газового термометра може бути використана і для конденсаційного термометра, якщо термометричний балон частково наповнити рідкою або твердою фазою термометричного газу. Тиск рівноважної пари термометричної рідини можна записати у вигляді:

$$\ln \frac{p_s}{p_0} = \frac{\tau}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right), \quad (1.3)$$

де p_s - рівноважний тиск пари цієї рідини, τ - теплота фазового переходу для даної T , Дж/кг; p_0, T_0 - стандартні значення відповідно тиску та температури, Па, К.

Такі термометричні кріорідини, як He, H₂, O₂, N₂ дозволяють забезпечити вимірювання в температурних діапазонах вище відповідно 1; 14; 65 та 63К. При роботі з конденсаційними термометрами слід звертати увагу на те, щоб термометричний балон знаходився при самій низькій температурі відносно інших частин приладу. Для вимірювання тиску в конденсаційних термометрах для технічних вимірювань часто застосовують зразкові мановакуумметри зі спіраллю Бурдона. При виконанні прецизійних вимірювань користуються диференційним ртутно-масляним манометром, який забезпечує точність вимірювання температури в гелієвому діапазоні температур до 1 мК, причому, чутливість приладу підвищується з використанням газу з нижчою температурою кипіння.

Електротермометрія. Ця область термовимірювань поділяється на дві основні - вимірювання температури за допомогою термоопорів і за допомогою термопар.

Дія термометра опору базується на зміні електричного опору провідника при зміні температури. Найбільш придатними для точних термовимірювань являються чисті метали, електричний опір яких приблизно пропорційний абсолютній температурі. Метали, які використовуються для виготовлення чутливих елементів термоопорів повинні задовольняти такі вимоги: 1) великим питомим опором; 2) великим, постійним в широкому температурному діапазоні та довготривало стабільним температурним коефіцієнтом опору; 3) задовільними механічними властивостями (міцність, пластичність і т.п.); 4) технологічність отримання.

На основі цих вимог (особливо п.2) для низькотемпературних вимірювань найчастіше використовують платину, інколи мідь, нікель, індій, свинець та деякі інші речовини. В чистих металах при температурі вищій за характеристичний параметр Дебая (температура Дебая) $\rho \sim T$, тоді як нижче температури Дебая вже необхідно враховувати також електрон-фононну взаємодію. В цьому випадку розсіяння електронів суттєво зменшується, питомий опір металу різко знижується і $\rho \sim T^5$ (температура Дебая для платини - 233К, міді - 343 К, нікелю - 465 К, індію - 110 К, свинцю - 95К, графіту - 391 К. Згідно з правилом Матіссена:

$$\rho = \rho_L(T) + \rho_r(x), \quad (1.4)$$

де ρ - загальний питомий опір металу, Ом \times м; $\rho_L(T)$ - питомий опір ідеально чистого металу, Ом \times м; $\rho_r(x)$ - не залежна від температури величина, що визначається видом домішок, дефектами структури та їх концентрацією, яка називається залишковим питомим опором, Ом \times м.

Це приводить до того, що для різних зразків з одного й того ж металу температурні залежності електричного опору суттєво відрізняються (особливо нижче 10 К). Залишковий питомий опір, що обумовлений хімічними домішками та механічними напругами, знижує температурний коефіцієнт опору так, що границя найменшої вимірюваної температури зміщується вгору. Для зниження ρ_r необхідно підвищувати чистоту металу та знижувати значення механічних напруг. За критерій чистоти металу для термоопорів звичайно беруть відношення $R_{100}^{\circ\text{C}} / R_0^{\circ\text{C}}$, яке не повинно бути менше деякої величини (для платини - 1.3925). Для достатньо чистого металу похибка вимірювань в азотному інтервалі температур обмежена границями ± 0.01 К - для платини, 0.1К для міді, ± 0.003 К для індію; а нижче 20 К похибка вимірювань складає ± 0.001 К - для платини, ± 0.003 К для індію, ± 0.002 К для германію. Платинові термоопори мають постійний термічний коефіцієнт опору (ТКО) і найбільш стабільну температурну залежність питомого опору в кріогенному діапазоні зі всіх металів, пластичні та технологічні, тобто

легко отримати досить чистий метал (99.99%) з низьким залишковим питомим опором. Термоопори з нікелю мають гіршу чим у платини довготривалу стабільність, а при температурах нижче 100 К ще й гіршу чутливість. Залежність $R(T)$ для мідних термометрів опору має незначну кривизну, і тому їх ТКО майже постійний в широкому інтервалі низьких температур, хоча здатність міді до окислення значно знижує довготривалу стабільність мідних термометрів навіть в порівнянні з нікелевими. Використання мідних термоопорів обумовлено, в основному, їх низькою ціною, доступністю та задовільним відтворенням показів. Інші низькотемпературні термоопори використовуються в обмежених інтервалах температур і мають одну - дві переваги на фоні цілого ряду недоліків. Наприклад, цікава особливість індієвих приладів - можливість їхнього самоградування по температурі надпровідного переходу (3.396 К), але суттєвими недоліками являються складність виготовлення достатньо тонкого індієвого дроту, малий електричний опір та ін.

Окрім металевих, використовуються ще вугільні термометри опору, яким властивий напівпровідниковий характер провідності, мають від'ємний температурний коефіцієнт опору та підвищення чутливості при зниженні температури. Основними перевагами вугільних термоопорів є більша чутливість при температурах нижче 20 К, відносно мала чутливість до магнітного поля та невелика вартість. Існують та використовуються і інші напівпровідникові термоопори, наприклад, з легованого германію, що використовуються, як правило, в водневому діапазоні температур, але на них в більшій мірі впливають магнітні поля. При дії на германієвий ТО магнітного поля в 20 кЕ, похибка може складати 0.5 К.

Дія термопарних термометрів ґрунтується на залежності ефекту Зеєбека від температури. Інакше кажучи, величина термоелектрорушійної сили (термоЕРС), що виникає в контурі з двох або кількох різнорідних провідників, залежить від температур, при яких знаходяться спаї цих провідників:

$$E = (\alpha_A - \alpha_B)(T_1 - T_2) , \quad (1.5)$$

де $\alpha_{A,B}$ - абсолютні коефіцієнти термоЕРС (Зеєбека) відповідно матеріалів А та В, В/К ; $T_{1,2}$ - температура спаїв, К.

Через внутрішні неоднорідності матеріалів виникає додаткова термоЕРС, яку називають об'ємно-градієнтною. Тому для низькотемпературних вимірювань виняткове значення має однорідність матеріалу та товщина провідника. При виготовленні термопар значну увагу необхідно звертати на якість електроізоляції провідників, та бажано також електрично ізолювати термопару від матеріалу об'єкту вимірювань, щоб уникнути появи "паразитних" термоЕРС.

До переваг термопар слід віднести простоту виготовлення, малу теплоємність та час установлення рівноваги, а недоліками є мале значення термоЕРС при низьких температурах і виникаюча в зв'язку з цим складність точного вимірювання. Наприклад, термопара мідь - константан

при кімнатній температурі має чутливість близько 40 мкВ/К, при 90 К - 17 мкВ/К, а при 20 К - всього 5 мкВ/К.

Для вимірювань в області низьких температур при незначних величинах термоЕРС, теплий спай термопарі необхідно підтримувати при постійній температурі, причому, з точністю, по крайній мірі, на порядок вищій необхідної точності вимірювань (звичайно при 0° С за допомогою термостату з сумішшю води та льоду).

Точність безпосереднього вимірювання термоЕРС звичайно складає від 0.5 до 1%, але може бути підвищена виключенням впливу опору при вимірюванні термоЕРС компенсаційним методом та паразитних (сторонніх) термоЕРС за допомогою інверсійного перемикача, яким одночасно можливо змінювати напрям струму в потенціометрі та полярність термопар. При цьому точність може досягати 0.02%.

При використанні термопар слід градуювати її не менше чим по двох реперних точках, з таким розрахунком, щоб робочий температурний інтервал знаходився між ними. Існують таблиці для низькотемпературних термопар (мідь-константан, золото-мідь та ін.), для яких в результаті градуювання складають графік уточнень {поправок}. Взагалі ж точність вимірювання низьких температур за допомогою термопар може складати близько ±0.1К.

Магнітна термометрія. В цій області, як термометричний параметр використовується магнітна сприйнятливості речовини, а точніше - парамагнітних солей, причому вибирають такі солі, сприйнятливості яких в даній області температур приблизно підлягає закону Кюрі - Вейса:

$$\chi = \frac{C}{T}, \quad (1.6)$$

де χ - магнітна сприйнятливості; C - деяка постійна.

“Магнітну температуру” $\frac{1}{\chi}$ співставляють з термодинамічною шкалою при допомозі калориметричних вимірювань. Використовуються магнітотермометри, як правило, тільки на субкріогенному рівні, наприклад, парамагнітна сіль цезій-нітрат магнію дозволяє виміряти мінімальну температуру близько 0,002 К.

Опис експериментальної установки

Експериментальна установка, що схематично зображена на рис.1.1, зібрана на основі спеціально виготовленого кріостата 11 з розміщенням в ньому термостабілізатором 10, до якого прикріплені (приклеєний, притиснутий, зачеканений) різні термодатчики, в основному електричного типу - термоопори та термопар. В середині стабілізатора проходять

канали для охолоджувача, а ззовні намотаний нагрівач. Рідкий або газоподібний кріоагент (азот) подається в канали термостабілізатора з дьюара 3 стандартним пристроєм для подачі азоту 2 (шпагою) з випаровувачем 1; відпрацьований кріоагент направляється в дьюар 12.

Азотний випаровувач та нагрівач термостабілізатора живляться від електричної мережі через ЛАТР 6 (лабораторний автотрансформатор) і можуть по черзі вмикатись за допомогою перемикача 7. Вимірювання термоопорів здійснюється цифровим омметром 5 через перемикач 8. Для вимірювання термоЕРС термопар використовується високоточний потенціометр 4 компенсаційного типу.

Кріотермостат виготовлений у вигляді двохстінної циліндричної посудини з пінопластовою теплоізоляцією від навколишнього середовища, та можливістю заливання рідкого кріоагента у внутрішню посудину для фіксування реперної точки.

Для підтримання теплого спаю термопар при постійній температурі передбачений теплоізована посудина з сумішшю води та льоду.

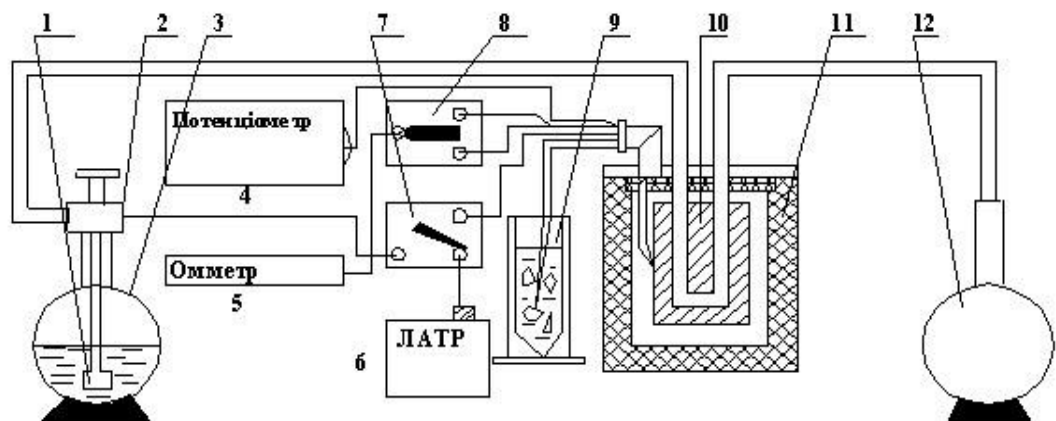


Рис. 1.1. Схема експериментальної установки.

1 – випаровувач - «шпага», 2 – пристрій подачі рідкого або газоподібного азоту, 3, 12 - дьюари, 4 – потенціометр, 5 – омметр, 6 – ЛАТР (лабораторний автотрансформатор), 7, 8 – перемикачі, 9 – посудина з сумішшю води та льоду, 10 – термостабілізатор, 11 – кріостат.

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитись з описом лабораторної роботи та перевірити відповідність експериментальної установки схемі наведеній на рисунку.

2. Ввімкнути вимірювальні прилади та ЛАТР (регулятор напруги вивести попередньо на нуль), та прогріти їх на протязі 10 хв., а тим часом вивчити правила користування потенціометром по доданому до роботи технічному опису.

3. Заповнити посудину 9 сумішшю води та льоду і занурити теплі спаї досліджуваних термопар. Перевірити наявність рідкого азоту в дьюарі 3 і при необхідності долити його.

4. Виміряти при кімнатній температурі значення опорів досліджуваних термоопорів (№1 і №2 при допомозі перемикача 8) та термоЕРС термопар, дані занести до таблиці, та визначити виміряну температуру за градуовальною таблицею зразкового платинового термоопору.

5. Вибрати величину інтервалу вимірювань по температурі (5-20 К), та по градуовальній таблиці визначити відповідні йому зміни опору.

6. Виставити перемикач 7 в положення “випаровувач”, відкрити вентиль подачі газоподібного кріоагента на “шпазі” та відрегулювати напругу випаровувача таким чином, щоб швидкість зміни температури (по зразковому) датчику складала біля 5 К за хв.; при досягненні температури 0° С змінити полярність включення термопар, тому що зміниться знак термоЕРС.

7. Вимірювання в кожній точці виконувати відповідно до п.4 як можна швидше, дані вимірювань занести в таблицю.

8. При досягненні температури 200 ... 170 К, вивести регулятор ЛАТРа на нуль, закрити вентиль подачі газоподібного кріоагента та відкрити вентиль на магістралі подачі рідкого азоту, і регулятором ЛАТРа підібрати необхідну для вибраної швидкості охолодження напругу на випаровувачі.

9. Продовжувати вимірювання по п.7 до тих пір, поки не встановиться деяке майже постійне значення еталонного термоопору, після чого, відкрити заливні отвори термодатостату та за допомогою лійки заповнити камеру рідким азотом.

10. Зняти покази по п.4 при температурі кипіння кріоагенту та занести їх в таблицю як дані реперної точки.

11. Вивести на 0 регулятор ЛАТРа, відкрити клапан вирівнювання тиску в дьюарі, закрити вентиль подачі рідкого азоту.

12. Виставити перемикач 7 в положення “нагрівач”, відрегулювати при допомозі ЛАТРа напругу нагрівання та зробити вимірювання (за завданням викладача) по тим чи іншим проміжним температурах для всіх або окремих термодатчиків.

13. По закінченню вимірювань виставити перемикачі в нейтральне положення, вимкнути з мережі ЛАТР та підсилювач потенціометра, вимкнути вимірювальні прилади.

Обробка експериментальних даних

1. По отриманим даним побудувати графік залежності $R = f(T)$.

Оскільки в технічних вимірюваннях при низьких температурах опір міді та інших термоопорів вважається лінійною функцією температури, на тому ж графіку для кількох температурних інтервалів (наприклад, 77 - 100 К, 100 - 200 К та 200 - 273 К) побудувати лінійні інтерполяції по двох точках для всіх досліджуваних термоопорів. Визначити найбільшу похибку такої інтерполяції для кожного температурного інтервалу в порівнянні з даними зразкового платинового термометра.

2. По даним вимірювань проградувати термопару по реперних точках, за які вибрати E_1 - значення е.р.с. при температурі кипіння азоту T_1 ;

E_2 - будь-яке проміжне значення при температурі T_2 ;

E_3 - значення е.р.с. при кімнатній температурі T_3 .

ЗАУВАЖЕННЯ: значення термоЕРС береться з її знаком.

2.1. Використовуючи вибрані значення E та T , виконати інтерполяцію при допомозі полінома третьої степені:

$$E_1 = AT_1 + BT_1^2 + CT_1^3$$

$$E_2 = AT_2 + BT_2^2 + CT_2^3$$

$$E_3 = AT_3 + BT_3^2 + CT_3^3$$

Програма для виконання розрахунків при допомозі ПЕОМ додається.

2.2 По тих самих даних виконати інтерполяцію за допомогою Ермітового сплайну 3-ї степені з оцінюванням значень похідної в вузлах сплайну:

$$E(T) = E_k \frac{T_{k+1} - T}{T_{k+1} - T_k} + E_{k+1} \frac{T - T_k}{T_{k+1} - T_k} - (T - T_k)(T_{k+1} - T) \frac{T_{k+1} - T}{T_{k+1} - T_k} A_k + \frac{T - T_k}{T_{k+1} - T_k} A_{k+1} \quad (1.7)$$

$$\text{де } A_k = \frac{\frac{E_{k+1} - E_k}{T_{k+1} - T_k} - \frac{E_k - E_{k-1}}{T_k - T_{k-1}}}{T_{k+1} - T_{k-1}} \quad ; \quad A_1=0; A_n=0$$

Програма для виконання розрахунків при допомозі ПЕОМ додається.

3. Побудувати на одному графіку експериментальну та дві розраховані (поліномом та сплайном) залежності термоЕРС від температури (для кожної термопару окремо), порівняти методи інтерполяції та зробити висновки.

Контрольні запитання

1. Методи низькотемпературної термометрії, їх основні відмінності, вплив теплоємності термодатчиків, об'єму газових та конденсаційних термометрів на їх чутливість та точність вимірювань.
2. Основні співвідношення газової термометрії.
3. Основні співвідношення конденсаційної термометрії, температурні діапазони для різних кріорідин.
4. Основні принципи електротермометрії, вимоги до матеріалів для термодатчиків, ефект Зеебека. Магнітна термометрія.
5. Суть та методи градуювання термодатчиків для кріотемператур.
6. Установка, її основні елементи, порядок виконання роботи та розрахунків.

ЛІТЕРАТУРА

1. Орлова М.П. Низкотемпературная термометрия.- М.: Изд.стандартов,1975.-165 с.
2. Анатычук Л.И. Термоэлементы и термоэлектрические устройства: Справочник.-Киев: Наук.думка,1979.-768 с.
3. Приборы и методы температурных измерений / Б.Н. Олейник и др. М.: Изд.Стандартов, 1987, 296 с.
4. Температурные измерения. Справочник. Геращенко О.А., Гордов А.Н., Лах В.И. и др.-Киев.:изд."Наукова думка", 1984, 494с.
5. Приборы и методы температурных измерений / Б.Н. Олейник и др. М.: Изд.Стандартов, 1987, 296 с.


```

950 PRINT "ПРОГРАМА ІНТЕРПОЛЯЦІЇ ЕРМІТОВИМ СПЛАЙНОМ"
970 DIM X(10), F(10), A(10)
980 PRINT "splien"
982 PRINT "ЧИСЛО РЕПЕРНЫХ ТОЧОК";
985 INPUT N1
990 PRINT "КРОК ПО ОСІ Т ДОРІВНЮЄ"
1000 INPUT H
1020 PRINT "ЗНАЧЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ"
1025 PRINT "В РЕПЕРНИХ ТОЧКАХ"
1030 FOR J = 1 TO N1
1040 INPUT E
1045 LET X(J) = E
1050 NEXT J
1052 PRINT "ЗНАЧЕННЯ E"
1055 PRINT "В РЕПЕРНИХ ТОЧКАХ"
1060 FOR J = 1 TO N1
1070 INPUT D
1075 LET F(J) = D
1080 NEXT J
1090 LET A(1) = 0
1100 LET A(N1) = 0
1110 FOR J = 2 TO N - 1
1120 LET K = (F(J + 1) - F(J)) / (X(J + 1) - X(J))
1130 LET M = (F(J) - F(J - 1)) / (X(J) - X(J - 1))
1140 LET A(J) = (K - M) / (X(J + 1) - X(J - 1))
1150 NEXT J
1160 LET J = 2
1165 PRINT "ТЕМПЕРАТУРА", " EPC"
1170 FOR P = X(1) TO X(N1) STEP H
1180 IF P <= X(J) THEN 1210
1190 LET J = J + 1
1200 GOTO 1180
1210 LET R = (P - X(J - 1)) / (X(J) - X(J - 1))
1220 LET V = 1 - R
1230 LET C = V * A(J - 1) + R * A(J)
1240 LET S3 = F(J - 1) * V + F(J) * R - (X(J) - X(J - 1)) * (X(J) - X(J - 1)) * R
* V * C
1248 PRINT P, S3
1250 NEXT P
1260 END

```

```

10 PRINT "ІНТЕРПОЛЯЦІЯ АЛГЕБР.ПОЛІНОМОМ ТРЕТЬОЇ СТЕПЕНІ"
70 PRINT "КРОК ПО Т РІВНИЙ";
80 INPUT H
85 DIM E(3), T(3)
87 DIM P(3)
95 DIM Z(3, 3), F(3, 3)
97 PRINT "ВВЕДІТЬ ТРИ ЗНАЧЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ"
100 FOR I = 1 TO 3
110 INPUT V
115 LET T(I) = V
120 NEXT I
125 PRINT "ВВЕДІТЬ ТРИ ЗНАЧЕННЯ ЕРС"
130 FOR I = 1 TO 3
140 INPUT S
145 LET E(I) = S
150 NEXT I
155 PRINT "ТЕМПЕРАТУРА", "ЕРС"
160 FOR I = 1 TO 3
170 FOR J = 1 TO 3
180 LET Z(I, J) = T(I) ^ J
190 NEXT J
200 NEXT I
202 FOR J = 1 TO 3
203 FOR I = 1 TO 3
204 LET F(I, J) = Z(I, J)
205 NEXT I
206 NEXT J
210 GOSUB 500
220 LET D = L
230 FOR J = 1 TO 3
232 FOR K = 1 TO 3
233 FOR M = 1 TO 3
234 LET F(K, M) = Z(K, M)
235 NEXT M
236 NEXT K
240 FOR I = 1 TO 3
250 LET F(I, J) = E(I)
260 NEXT I
270 GOSUB 500
280 LET P(J) = L
290 NEXT J
300 LET A = P(1) / D ; 310 LET B = P(2) / D ; 320 LET C = P(3) / D
340 FOR K = T(1) TO T(3) STEP H
350 LET E = A * K + B * K ^ 2 + C * K ^ 3
360 PRINT K, E

```

370 NEXT K

500 LET L = F(1, 1) * F(2, 2) * F(3, 3) + F(2, 1) * F(3, 2) * F(1, 3)

510 LET L = L + F(1, 2) * F(2, 3) * F(3, 1) - F(3, 1) * F(2, 2) * F(1, 3)

520 LET L = L - F(2, 1) * F(1, 2) * F(3, 3) - F(3, 2) * F(2, 3) * F(1, 1)

530 RETURN. 560 END

Лабораторна робота № 2

Визначення теплоти випаровування рідкого азоту

Мета роботи: експериментально дослідити тем -
пературну залежність рівноважного
тиску пари над поверхнею рідкого
кріоагента , визначити теплоту
випаровування азоту в певному
інтервалі температур.

Обладнання: форвакуумна помпа,
дьюар з можливістю герметизації
горловини, вакуумметр, термopара
мідь- константан, цифровий
вольтметр Ц1516,
вакуумна магістраль з
вентилем та напускачем.

Теоретичні відомості

Внутрішня енергія системи, як видно з основного термодинамічного співвідношення, що об'єднує перший та другий закони термодинаміки, може змінюватися за рахунок обміну теплотою та виконання роботи: (нагадаємо) -

$$dQ = dU + dA \Rightarrow dS = \frac{dQ}{T} \Rightarrow dQ = TdS \Rightarrow$$

$$dU \leq TdS - \Delta A, \quad (2.1)$$

знак рівності справедливий для рівноважних оборотних процесів, - де TdS - зв'язана енергія, тобто, частина внутрішньої енергії, яка не може бути використана в роботі ; S - ентропія системи.

Енергія системи змінюється також при зміні кількості частинок в ній, тому що, кожна частинка, яка покидає систему забирає з собою певну

кількість енергії. Тому в загальному вигляді співвідношення (2.1) для оборотних процесів можна записати у вигляді

$$dU = TdS - pdV + \mu dN, \quad (2.2)$$

де μ - хімічний потенціал системи; N - кількість частинок в системі.

Параметр μ називають хімічним потенціалом по аналогії з електростатичним потенціалом φ , добуток якого із зміною заряду dq (тобто, зміною кількості заряджених частинок) являє собою зміну електростатичної енергії тіла.

З (2.2) при постійних ентропії S та об'ємі V

$$\mu = \left(\frac{\partial U}{\partial N} \right)_{S,V} \quad (2.3)$$

Як бачимо, хімічний потенціал показує зміну внутрішньої енергії системи, що припадає на одну частинку, при зміні кількості її частинок за умови незмінності ентропії S та об'єму V системи.

З рівняння зміни вільної енергії системи

$$dF = -TdS - SdT + dU \quad (2.4)$$

якщо підставити в нього dU з (2.2) та за умови незмінності T і V , отримаємо:

$$\mu = \left(\frac{\partial F}{\partial N} \right)_{T,V} \quad (2.5)$$

Таким чином, хімічний потенціал показує зміну внутрішньої енергії системи, що припадає на одну частинку, при зміні кількості її частинок за умови незмінності T та V . Якщо взяти систему, повна кількість частинок якої залишається незмінною, але частинки можуть переходити від одного тіла до іншого (наприклад, рідина \Leftrightarrow насичена пара), то умовою її рівноваги є мінімум вільної енергії при постійних температурі та об'ємі, тобто

$$(dF)_{T,V} = 0$$

Тому з рівняння (2.4) з урахуванням умови мінімуму отримаємо:

$$\mu_1 dN = \mu_2 dN \quad (2.6)$$

де $\mu_1 dN$ - зростання енергії першої фази (рідина) внаслідок переходу до неї молекул пари; $\mu_2 dN$ - зменшення енергії 2-ї фази, тобто - пари. Скоротивши на dN отримаємо, що умовою рівноваги такої системи є рівність хімічних потенціалів двох фаз.

Фазами речовини називають такі стани речовини, які можуть бути в рівновазі один з одним при безпосередньому контакті. Розрізняють фази тверду, рідку, газоподібну та плазму. При рівновазі фаз, як було показано вище, повинна дотримуватись рівність температур, тисків та хімічних потенціалів. Рівновага трьох фаз однієї речовини визначається рівняннями:

$$T_1 = T_2 = T_3 ; \quad p_1 = p_2 = p_3 ; \quad \mu = \mu_1 = \mu_2 = \mu_3. \quad (2.7)$$

Хімічні потенціали фаз можна виразити через тиск і температуру, тоді

$$\mu_1(p, T) = \mu_2(p, T) = \mu_3(p, T) \quad (2.8)$$

Рівнянням (2.8) з двома невідомими p і T відповідають лінії на (p, T) - діаграмі (рис. 2.1), які називаються рівноважними кривими. Очевидно, що точка перетину рівноважних кривих задовольняє умовам (2.7) і всі три фази,

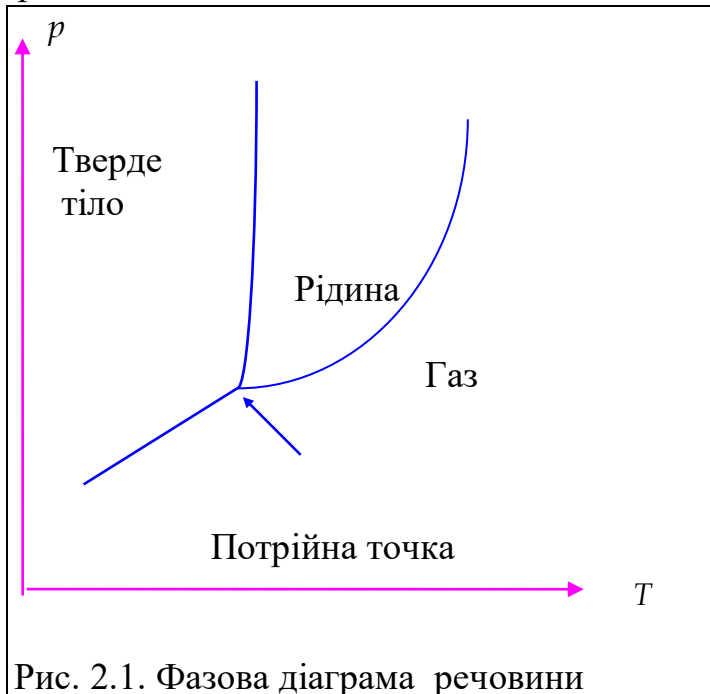


Рис. 2.1. Фазова діаграма речовини

що мають параметри цієї точки будуть знаходитись в рівновазі. Ця точка має назву потрійної точки фазової діаграми.

Перехід з однієї фази в іншу супроводжується виділенням або поглинанням певної кількості теплоти (скрита теплота переходу)

$$q = T(S_2 - S_1), \quad (2.9)$$

де T - температура переходу, К; $S_{1,2}$ - ентропії, відповідно першої та другої фаз.

Якщо розглянути залежність хімічних потенціалів двох фаз від температури при незмінному тиску (рис. 2.2), то побачимо, що точка перетину кривих визначає температуру T_0 при якій фази знаходяться в рівновазі при даному тиску. При інших температурах може існувати лише одна з фаз. Стійким буде той стан, в якому хімічний потенціал менший, тобто при $T < T_0$ стійкою буде перша фаза

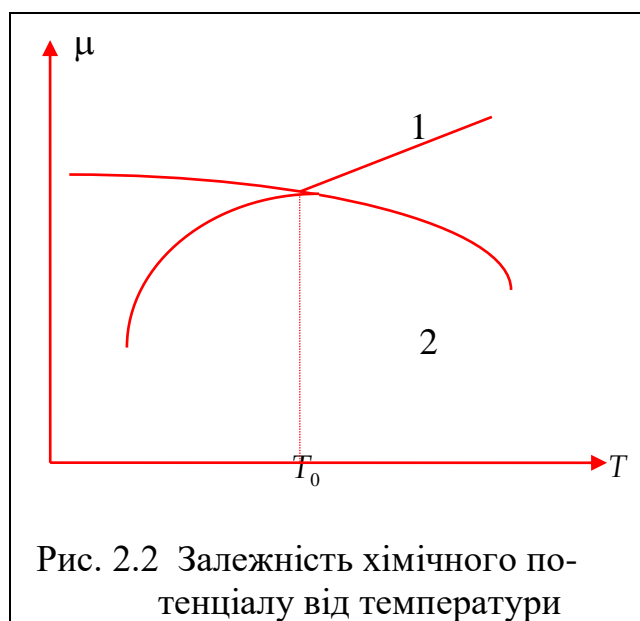


Рис. 2.2 Залежність хімічного потенціалу від температури

($\mu_1 < \mu_2$), а при $T > T_0$ - друга фаза ($\mu_1 > \mu_2$).

Диференціюючи по температурі одне з рівнянь (2.8), та враховуючи, що $p = f(T)$ отримаємо:

$$\frac{\partial \mu_1}{\partial T} + \frac{\partial \mu_1}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial T} = \frac{\partial \mu_2}{\partial T} + \frac{\partial \mu_2}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial T}, \quad (2.10)$$

але оскільки $\frac{\partial \mu}{\partial T} = -S$ і $\frac{\partial \mu}{\partial p} = V$, то

$$\frac{\partial p}{\partial T} = \frac{S_2 - S_1}{V_2 - V_1} = \frac{q}{T(V_2 - V_1)} \quad (2.11)$$

Це рівняння називається рівнянням Клапейрона-Клаузіуса і визначає зміни тиску фаз, що знаходяться в рівноважному стані, при змінах температури, тобто описує рівноважну криву на фазовій діаграмі (див. рис. 2.1)

У випадку рівноваги рідини з парою, об'єм пари значно перевищує об'єм конденсованої фази, що вміщує таку ж кількість частинок (нехай $V_1 = V_p$, а $V_2 = V_n$), тоді нехтуючи в (2.11) об'ємом рідини, отримаємо:

$$\frac{\partial p}{\partial T} = \frac{q}{TV_2} \quad (2.12)$$

вважаючи пару ідеальним газом, для 1 моля знаходимо

$$pV_2 = RT, \text{ або } V_2 = \frac{RT}{p} \quad (2.13)$$

Звідки

$$\frac{\partial p}{\partial T} = \frac{qp}{RT^2} \text{ або } \frac{dp}{p} = \frac{q}{R} \frac{dT}{T^2} \quad (2.14)$$

і після інтегрування отримаємо:

$$\ln p = -\frac{q}{RT} + C \quad (2.15)$$

де C - деяка постійна інтегрування.

Таким чином, рівноважний тиск пари над конденсованою фазою визначається за виразом:

$$p = Ae^{-\frac{q}{RT}}, \quad (2.16)$$

тобто значно залежить від температури. Експериментальне визначення цієї залежності дозволяє знайти теплоту фазового переходу за формулою (2.15).

Опис експериментальної установки

Основними елементами зображеної на рис. 2.3 установки є дьюар 3 з поліпшеною теплоізоляцією типу СТГ-25, форвакуумна помпа 6 типу 2НВР-5Д, що з'єднанні магістраллю відкачування, на якій розташований запірний вакуумний вентиль 4. Форвакуумна помпа забезпечується також напускателем 5, який необхідний для напуску в магістраль та порожнину

помпи повітря (розвантаження помпи) одразу після його відключення. Вимірювання вакууму виконується зразковим механічним вакуумметром типу ВКД, приєднаним до арматурної головки СТГ-25. Температура на границі розподілу фаз вимірюється диференційною термopарою, "холодний" спай якої закріплено на поплавці, а "теплий" спай розміщується в посудині з сумішшю води та льоду. Вимірювання ЕРС термopари виконується цифровим вольтамперметром Щ1516.

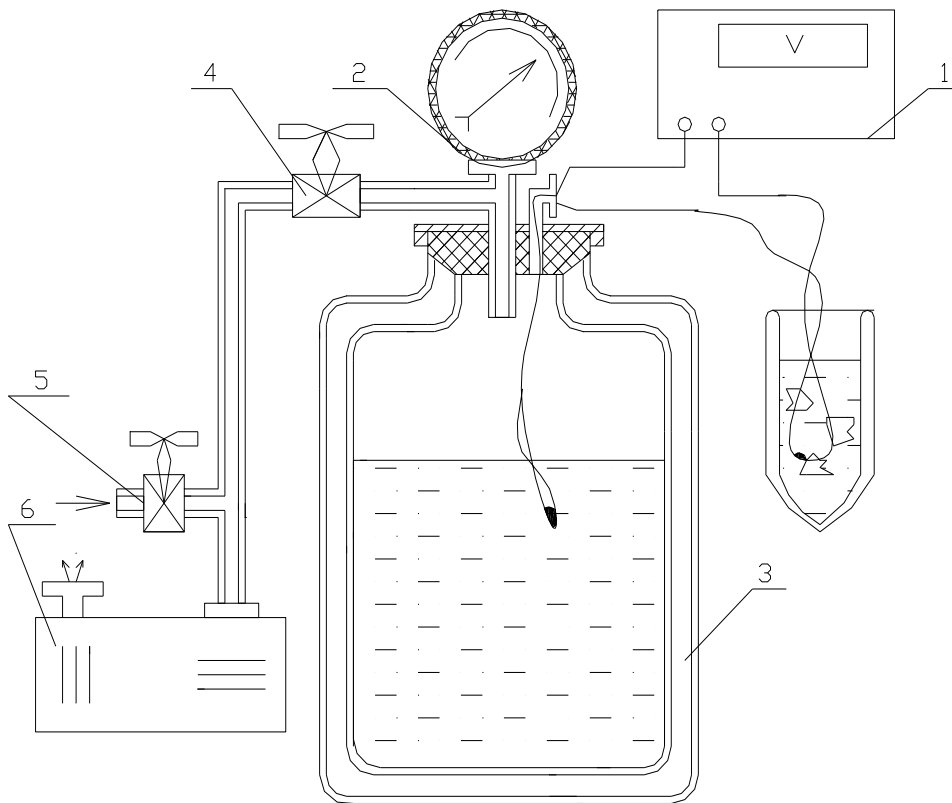


Рис. 2.3. Схематичне зображення лабораторної установки

1- вольтметр, 2- вакуумметр, 3 – дьюар, 4 – вакуумний вентиль,
5 – вентиль-напускач, 6 – форвакуумна помпа.

Порядок виконання роботи

Перед тим, як почати проводити експеримент необхідно ознайомитись з методикою його виконання та інструкцією по техніці безпеки при роботі з рідкими кріоагентами та електричними системами.

1. Перевірити відповідність установки по схемі на рис. 2.3, приєднати термopару до клем вольтметра (див. інструкцію по експлуатації вольтамперметра Щ1516), опустити теплий спай термopари у посудину з сумішшю води та льоду.

2. Ввімкнути вимірюванні прилади, відкалібрувати та встановити "нуль" вольтметра.

3. Відгвинтити заглушку верхньої горловини арматурної головки дьюару 3 та покласти її на лабораторний стіл.

4. Вставити заливну лійку у горловину дьюару і для заохолодження дьюара, залити в нього через лійку 2...3 л рідкого азоту невеликими частинами по 100...200 мл з інтервалом по 15...20с, щоб уникнути інтенсивного википання рідини і можливого фонтанування через горловину.

5. Після зменшення інтенсивного кипіння рідини в посудині долити його так, щоб загальна кількість залитого в нього рідкого азоту становила 8...10 л.

6. Відкрити вентиль і напускатч і загвинтити заглушку заливної горловини.

7. Записати у табл. 2.І. перший показник вольтметра - ЕРС термопар при атмосферному тиску.

Таблиця 2.І.

Вимірювані та розрахункові величини

№ п/п	Тиск			ЕРС	Т	$\ln(p)$	I/T
	Кількість поділок	мм.рт.ст.	Па	мВ	К	-	К ⁻¹
1.							

8. Закрити вентиль та напускатч і ввімкнути вакууму помпу.

9. Відкриваючи вентиль, відрегулювати швидкість відкачування по вакуумметру таким чином, щоб встигати записувати значення ЕРС термопар через кожні 50 мм.рт.ст. по шкалі вакуумметра (мається на увазі відлік по шкалі з від'ємними значеннями тиску), а після відмітки 600 мм.рт.ст. - через кожні 10 мм.рт.ст.

10. Після зниження тиску в посудині до відмітки 700...740 мм.рт.ст.(в залежності від кількості залитого азоту) вимірювання прямого ходу припинити.

11. Закрити вентиль, вимкнути помпу і відкрити напускатч.

12. Зняти 5-6 даних на “зворотному ході” при тих же тисках, щоб порівняти покази термопар.

13. По закінченні вимірювань відкрити вентиль і залишити відкритим напускатч, даючи вихід парам азоту, вимкнути прилади.

Обробка експериментальних даних

1. За отриманими даними побудувати залежність $\ln p = f(I/T)$.

2. На прямій, що апроксимує експериментально отримані точки, вибрати дві довільні точки та розрахувати для даного температурного інтервалу теплоту фазового переходу рідина - газ для рідкого азоту за формулою отриманою з (2.15):

$$q = R \frac{\Delta \ln p}{\Delta \left(\frac{1}{T} \right)}$$

3. За таблицями довідника [3] визначити дійсну теплоту випаровування азоту для даного температурного інтервалу, оцінити розходження з експериментальними даними (в %) та пояснити його.

Контрольні запитання

1. Які стани речовини називаються її фазами?
2. Що таке хімічний потенціал речовини та який його фізичний зміст?
3. Запишіть умови існування речовини в потрібній точці (за фазовою діаграмою).
4. Які стани речовини вам відомі, в чому полягає відмінність між ними з точки зору термодинаміки?
5. Експериментальна установка (призначення складових та методика проведення експерименту).

Література

1. Кикоин И.К., Кикоин А.К. Молекулярная физика. -М.: Физмат-гиз, 1967.-520 с.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика.-М.:Наука ,1964.-368 с.
3. Справочник по физико-техническим основам криогеники. Под ред. М.П.Малкова.-М.:Энергия ,1985.-431 с.
4. Термодинамические свойства азота /Сычев В.В. и др.-М.:Изд-во стандартов, 1977.-352 с.

Дослідження процесу отримання твердого азоту при вакуумуванні парового простору

Мета роботи: вивчити процес самозахолювання кріоагентів; отримати твердий азот; визначити втрати маси кріоагента на його охолодження та заморожування; розрахувати з врахуванням зовнішніх теплопритоків витрати кріоагента при самозаморожуванні.

Обладнання: механічна вакуумна помпа 2ВНР -5Д, вакуумна тарілка з прозорим ковпаком, відкачна магістраль з вентилями та мановакууметром; датчик температури з вторинним приладом, проградуйована посудина з термостійкого скла.

Теоретичні відомості

Властивості твердих кріоагентів в значній мірі залежать від способу їх отримання, а основні способи отримання твердих кріоагентів - наступні:

дроселювання рідини до тиску меншого, чим тиск в потрібній точці на фазовій діаграмі стану;

ізотермічний стиск рідини з подальшим ізоентропійним її розширенням;

барботажа газу, що не сконденсується при робочих температурах, через товщу замерзаючої рідини;

заморожування рідини стороннім кріоагентом, що має температуру нижчу за рівноважну температуру тверднення замерзаючої речовини;

вакуумування парового простору над рідиною в закритій посудині (самозаморожування).

Перевагами останнього способу є його простота та висока продуктивність, недоліками - пористість отриманого твердого кріоагента та необхідність поповнення розходу рідкого кріоагента, внаслідок відкачування його пари.

Тверднення кріоагентів за допомогою відкачування пари над рідкою фазою проходить в три етапи:

1. Охолодження кріоагента до температури потрібної точки (ТПТ);
2. Тверднення рідини при ТПТ;
3. Охолодження твердої фази нижче ТПТ.

На першому і другому етапах процес самозахолювання та самозаморожування ідуть за рахунок википання частини рідини для відновлення рівноваги в системі рідина - пара, або шуга - пара. В момент досягнення ТПТ на поверхні рідини з'являється плівка твердої фази - для

азоту, це набір окремих кристалів з добре видимою макроскопічною гексагональною симетрією і розміром біля 10мм. В подальшому товщина плівки твердої фази зростає (переважно вздовж границь створюючих її кристалів у вигляді мілко зернистих дендритів), що веде до зниження відводу парів азоту з поверхні рідини та спаду тиску над шаром твердої фази. Виникнення градієнту тиску деформує шар твердої фази, відриває його від поверхні рідини, на якій утворюється новий шар твердого кріоагента. Такому перебігу процесу сприяє висока швидкість відкачування і велика поверхня “дзеркала” рідини. Утворення кількох шарів твердої фази знижує швидкість відводу пари азоту і перешкоджає подальшим відривам, котрих можна зовсім позбавитись, якщо утримувати утворену тверду фазу механічно, (наприклад, металевою сіткою) або якщо зменшити швидкість відкачування.

Після того, коли відриви перестали траплятись, проходить зростання товщини твердої фази донизу, а зчіплювання перших шарів зі стінками посудини перешкоджає переміщенню твердого кріоагента (якщо його густина відрізняється від густини твердої фази). В період подальшого твердіння рідини опускання верхнього рівня твердої фази (внаслідок сублімації) незначне.

Зростання товщини твердої фази приводить до того, що фронт кристалізації втрачає плоску форму і набуває дзвоноподібної. Більш швидко просування його біля стінок посудини мабуть зумовлено впливом відводу пари через пристінкові щілини. Внаслідок цього фазовий перехід біля стінки проходить при постійному підводі рідини і тут твердий кріоагент не має видимих отворів (пори не утворюються), в той час коли в центрі посудини затверділий кріоагент набуває пористої структури з великою кількістю мікроскопічних отворів, що являється наслідком пароутворення на фронті кристалізації, і мікрокапілярів, що йдуть в напрямку відкачування і утворюються в результаті виходу бульбашок пари.

Фізична суть явища самозаморожування рідини полягає в наступному: при адіабатичному відкачуванні замкнутого об’єму з певною кількістю рідини тиск пари над її поверхнею знижується, порушується динамічна рівновага системи рідина - пара, на відновлення якої (тобто на випаровування необхідної кількості речовини для досягнення рівноважного стану) витрачається певна кількість теплоти і коли рівновагу між фазами буде відновлено, початкова фаза (рідина) матиме меншу ентальпію і відповідно більш низьку температуру. Повторне, або безперервне підтримання процесу відкачування з подальшим або постійним відновленням рівноваги в системі рідина - пара веде до зниження ентальпії системи до повного самозаморожування рідкої фази.

Питому кількість теплоти, яку необхідно при цьому відвести від рідини, можна визначити як суму зміни ентальпії системи та теплоти фазового перетворення:

$$q = \langle C_s \rangle \Delta T + \langle \lambda \rangle \quad (3.1)$$

де $\langle C_s \rangle$ - середня питома теплоємність рідини на лінії насичення в інтервалі температур ΔT , Дж/ кг \times К; $\Delta T = T_0 - T_\phi$, T_0 - початкова рівноважна температура речовини, К; T_ϕ - температура фазового переходу, К; $\langle \lambda \rangle$ - середня питома теплота фазового перетворення в інтервалі температур ΔT , Дж/кг.

Коли в закритій посудині встановлена динамічна рівновага, тоді в кожний момент часу кількість молекул, що переходять з рідини в пару і з пари в рідину, рівні, відповідно встановлюється певний тиск насиченої пари в об'ємі та температура, однакова для обох фаз. Теплоти фазових переходів випаровування та конденсації також рівні. При вакуумуванні парового простору, тобто при видаленні деякої частини молекул пари динамічна рівновага системи рідина - пара порушується; знижується тиск пари, в одиницю часу з рідини в пару переходить більше молекул, ніж з пари в рідину. Відповідно і кількість теплоти, що поглинається рідиною в одиницю часу буде більшою ніж та, що поглинається при конденсації пари. Оскільки процес проходить в адіабатичних умовах, на випаровування кількості рідини, необхідної для відновлення рівноваги, витрачається її власна ентальпія. Таким чином, при вакуумуванні парового простору температура рідини знижується до ТПТ. В подальшому рідина самозаморожується, причому характер зниження тиску при постійній швидкості відкачування змінюється в залежності від утворення і росту кристалів твердого азоту. Якщо продовжувати відкачування, то після переходу всієї рідини в твердий стан, температура, тепер уже твердої фази буде продовжувати знижуватись внаслідок примусової сублімації, прямуючи в граничному випадку до абсолютного нуля.

При вакуумуванні парового простору в ізольованому від затікань та зовнішніх теплопритоків об'ємі, коли за нескінченно малий проміжок часу $\delta\tau$ відкачується кількість пари δm , температура рідини, що залишилась знижується на δT градусів. Тоді з рівняння енергетичного балансу системи рідина - пара

$$m_0 C_s (T) \delta T = r(T) \delta m \quad (3.2)$$

де m_0 - маса рідкого кріоагента в об'ємі перед початком відкачування, кг;

$r(T)$ - питома теплота пароутворення, Дж/кг.

З врахуванням того, що для більшості кріоагентів (в тому числі для азоту) залежності теплоємності C_s та теплоти пароутворення r від температури з похибкою що не перевищує 5%, можна вважати лінійними та використовувати в розрахунках їх середні значення в інтервалі температур ΔT , рівняння (3.2) можна записати

$$m_0 \langle C_s \rangle \delta T = \langle r \rangle \delta m \quad (3.3)$$

Ліва частина рівняння (3.3) являє собою кількість теплоти, на яку зменшилась енергія рідини, що залишилась в посудині за час $\delta\tau$; права - кількість теплоти, яку відвели за той же час з системи з видаленою парою. Перетворивши рівняння (3.3) отримаємо

$$\frac{\delta m}{m_0} = \frac{\langle C_s \rangle}{\langle r \rangle} \delta T \quad (3.4)$$

За скінчений час τ з об'єму буде викачана $\sum \delta \cdot m$ пари, що приведе до зниження температури залишку рідини на $\sum \delta T$ градусів і остання рівність запишеться у вигляді

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\delta m}{m_0} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\langle C_s \rangle}{\langle r \rangle} \delta T \quad (3.5)$$

де n - число інтервалів, на які розбитий процес відкачування. Враховуючи, що $\sum \delta m = m_0 - m'$, де m' - маса залишку рідини в об'ємі на момент досягнення ТПТ, отримуємо

$$\frac{m_0 - m'}{m_0} = \frac{\langle C_s \rangle}{\langle r \rangle} \Delta T \quad (3.6)$$

З (3.6) визначаємо масу рідини, що залишилась в посудині при досягненні ТПТ,

$$m' = m_0 \left(1 - \frac{\langle C_s \rangle}{\langle r \rangle} \Delta T \right) \quad (3.7)$$

Подальше вакуумування парового простору над рідиною, що досягла температури потрійної точки веде до затвердіння частини рідини за рахунок теплоти випаровування видаленої рідини. В цьому випадку адіабатичних умов процес характеризується рівнянням енергетичного балансу :

$$(m' - m_1) \lambda_{Tx} = r_T m_1 \quad (3.8)$$

де m' - маса рідини в об'ємі при ТПТ [з р-ня (3.7)], кг; m_1 - маса видаленої пари, кг; λ - питома теплота кристалізації при ТПТ, Дж/кг; x - частина твердої фази; r_T - питома теплота пароутворення при ТПТ, Дж/кг.

Ліва частина рівняння (3.8) відповідає зменшенню кількості теплоти рідини, що знаходиться при ТПТ при утворенні частини твердої фази, рівної x ; права - кількості теплоти відведеної з видаленою парою.

Для випадку повного тверднення ($x=1$) певної маси рідкого азоту m_T , кількість пари, яку необхідно відкачати з посудини, можна визначити з (3.8);

$$m_T = \frac{m' \lambda_T}{r_T + \lambda_T} \quad (3.9)$$

тоді масу затверділого азоту можна визначити як різницю між початковою масою рідкого азоту що був в посудині на момент досягнення ТПТ та масою відведеної пари, тобто

$$m_T = m' - m_1 = m' - \frac{m' \lambda_T}{r_T + \lambda_T} = m' \frac{r_T}{r_T + \lambda_T} \quad (3.10)$$

(при отриманні цього рівняння не враховується маса кріоагента, що знаходиться в паровому просторі).

З рівнянь (3.7) та (3.10) можна визначити кількість твердого кріоагента, яку отримано шляхом відкачування його пари, починаючи від атмосферного тиску.

Відібрання теплоти в процесі охолодження та кристалізації проходить головним чином шляхом утворення та відведення пари поблизу фронту фазового перетворення, а перенесення теплоти за допомогою теплопровідності здійснюється лише в вузькій зоні твердої фази на її границі з рідиною. Таким чином, при невеликих швидкостях відкачування теплоємністю затверділого кріоагента можна знехтувати, вважаючи його охолодження незначним.

В рівняннях (3.2) та (3.8), вважаючи процес адіабатичним, нехтуємо кількістю теплоти Q_0 , що вноситься зовнішніми теплопритоками, які обумовлені, в основному, випромінюванням. Їхню величину можна оцінити після того, як весь кріоагент перейде до твердого стану. Якщо після цього перекрити магістраль відкачування, то можна спостерігати зворотній перехід, тобто до рідкого стану виключно за рахунок зовнішніх теплопритоків Q_0 і їх величина

$$Q_0 = \lambda_T m_T \quad (3.11)$$

λ_T - питома теплота кристалізації при ТПТ, Дж/кг; m_T - маса кріоагента, кг.

Для відомого часу τ , за який тверда фаза повністю переходить в рідину, потужність зовнішніх теплопритоків за рахунок випромінювання

$$P = \frac{Q_0}{\tau} = \frac{\lambda_T m_T}{\tau} \quad (3.12)$$

Оскільки поки що тверді кріоагенти використовуються, в основному, в сублімаційних акумуляторах холоду (САХ) для роботи в космічних апаратах (причому космічний простір в даному випадку являється вакуумною помпою з необмеженим ресурсом роботи, яка підтримує САХ на заданому температурному рівні), вивчення кількісних характеристик отримання твердих кріоагентів вакуумуванням парового простору має суттєве прикладне значення.

Опис експериментальної установки

До складу лабораторної установки (рис. 3.1) входять вакуумна панель 1, із скляним ковпаком 4, що розміщується на прокладці 9, виготовленій з вакуумної гуми та магістраль відкачування 8, на якій розташовані вентиль 13 та вакуумметр 2 (ВПТ-160); форвакуумна помпа 11 (2НВР-5Д) з напускателем 12, що з'єднує магістраль відкачування 8 з атмосферою; газовий барабанний лічильник (ГСБ-40) приєднаний до вихлопного патрубку вакуумної помпи 11; під прозорим ковпаком 4 на підставці 6 розміщена прозора мірна склянка 5, на дні якої знаходиться термоопір 7, що вмикається до омметра (не показано); теплоізована переливна лінія 3 для кріоагента з вентилем 14, яка з'єднує дьюар з

кріоагентом та посудиною з поділками 5, що знаходиться у відкачуваному просторі.

Порядок виконання роботи

1. Перевірити комплектність установки згідно з описом та схемою, ввімкнути вимірювальні прилади.

2. Відкачати простір під ковпаком 4 до тиску $p = -0,5$ атм. (по вакуумметру), для чого закрити напускач 12 та вентиль 13, ввімкнути форвакуумну помпу 11 і відкрити вентиль 13. При досягненні заданого розрідження вентиль 13 закрити.

3. Наповнити склянку 5 рідким азотом, відкривши вентиль 14 на переливній лінії 3, до відмітки 700мл, після чого вентиль 14 закрити.

4. Оскільки в процесі заохолодження посудини 5 кріоагент інтенсивно випаровується, необхідно знову відкачати простір під ковпаком до тієї ж ступені розрідження, відкривши (при працюючій pompі) вентиль 13 та закривши його при досягненні необхідного значення.

5. Коли тиск під ковпаком зрівняється з атмосферним (контроль здійснюється по вакуумметру), а температура рідкого азоту буде відповідати температурі кипіння в нормальних умовах, необхідно відмітити початковий рівень h_0 кріоагента по мірній шкалі посудини 5, зафіксувати показ N_0 газового лічильника 10 і розпочати відкачку парів кріоагента, відкривши вентиль 13.

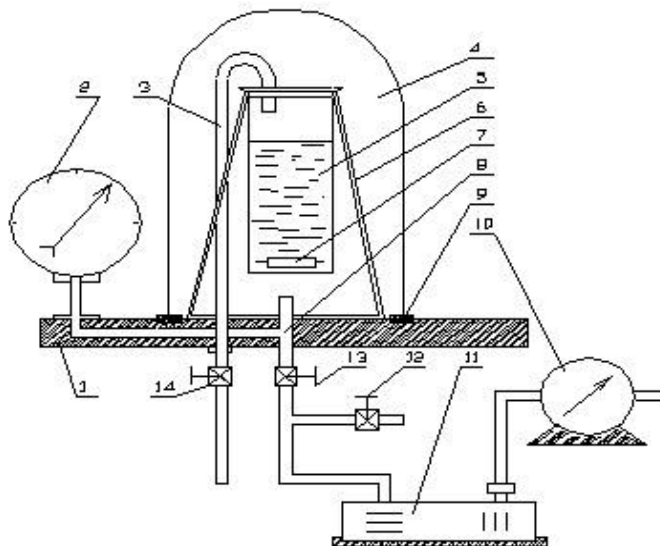


Рис. 3.1. Схематичне зображення лабораторної установки.

6. Зафіксувати рівень рідини h_1 та покази лічильника N_1 в момент появи перших кристалів на поверхні кріоагента.

7. Зафіксувати покази N_2 газового лічильника 10 в момент повного отвердіння кріоагенту, закрити вентиль 13 та розпочати відлік часу по секундоміру до повного зворотного переходу кріоагента з твердого стану в рідкий.

8. Записати час τ фазового перетворення (до зникнення останнього кристалу) та зафіксувати рівень рідини h_2 .

9. Повторити процес, розпочинаючи від п.5, фіксуючи при цьому лише температуру T та тиск p через кожних 1/2 хвилини.

Обробка результатів експерименту

1. Визначити початкову масу рідкого кріоагента m_0 масу m' рідини, що залишилась в посудині після досягнення ТПТ та масу твердого кріоагента m_T за формулою $m_i = \rho_i \times V_i$, використовуючи h_0 , h_1 і h_2 , при відповідних значеннях густини кріоагента (за даними з довідника)

2. Порівняти розраховані по експериментальних даних значення m' та m_T з теоретичними, отриманими за формулами відповідно (3.7) і (3.10).

3. Визначити величину холодовтрат за рахунок зовнішніх теплопритоків за формулами (3.11) та (3.12).

4. Використовуючи рівняння (3.7) і (3.10), розрахувати з врахуванням значення Q_0 кількість твердого кріоагента, отриману при відкачуванні його парів від атмосферного тиску та порівняти з розрахованим експериментальним значенням з п.1, а також із значенням, визначеним за показами газового лічильника.

5. Побудувати залежності $p = f(\tau)$, $T = f(\tau)$, визначити температуру потрійної точки (ТПТ).

6. Зробити висновки по роботі.

Контрольні запитання

1. Способи тверднення кріоагентів, їх переваги та недоліки.
2. Фізична картина процесу самозаморожування при вакуумуванні.
3. Що таке динамічна рівновага системи?
4. Характери зміни температури, тиску та швидкості відкачування в процесі самозаморожування.
5. Область використання твердих кріоагентів.
6. Склад експериментальної установки, призначення складових елементів та методика проведення експерименту.
7. Чи можна використовуючи отримані дані, визначити теплоту випаровування як в роботі №1?

ЛІТЕРАТУРА

1. Веркин Б.И., Гетманец В.Ф., Михальченко Р.С. Теплофизика низкотемпературного сублимационного охлаждения. К. Наук. думка, 1980. 232 с.
2. Грачев А.Б., Калинин Н.В. Получение и использование низких температур. М.: Энергоиздат, 1981. 128 с.
3. Криогенная техника./Под ред. Б.И. Веркина.-К.:Наук. думка, 1985.-184 с.
4. Преображенский В.П. Теплотехнические измерения и приборы. М.: Энергия, 1978. 412 с.

Лабораторна робота №4

ДОСЛІДЖЕННЯ КРІОГЕННОЇ ПОМПИ

Мета роботи - зняти відкачні характеристики кріоконденсаційної помпи в різноманітних температурних режимах, провести порівняльний аналіз і визначити швидкість відкачки.

Обладнання - кріогенна помпа, іспитова вакуумна камера, теплоізована посудина для кріорідини, термopара мідь-константан, вольтметр, вакуумметр, вакуумний вентиль, набір адсорбентів.

Загальні відомості

Молекули газів при співударі з охолодженою до достатньо низьких температур поверхнею втрачають значну частину кінетичної енергії і за певних умов виявляються зв'язаними цією поверхнею. Захоплення молекул газу може відбуватися по одному з таких механізмів або по кількох із них.

При конденсації чистих газів мова йде про взаємодію молекул газу, що співударяються з поверхнею, із молекулами кріоповерхні. Зв'язок здійснюється під дією ван-дер-ваальсових сил.

Коефіцієнт конденсації при достатньо низькій температурі і великому перенасиченні для всіх газів практично дорівнює одиниці. Тому для

неекраниваних поверхонь цілком реальна максимально можлива питома швидкість дії, що визначається як відношення числа молекул N в об'ємі до концентрації часток n з урахуванням функції розподілу молекул за швидкостями:

$$\frac{S}{F} = \frac{N}{n} = \frac{n \langle v \rangle}{4n} = \frac{\langle v \rangle}{4}, \quad (4.1)$$

де S - швидкість відкачки (швидкість дії), $\text{м}^3 \text{с}^{-1}$; F - площа кріоповерхні, м^2 ; $\langle v \rangle$ - середня швидкість часток (теплова швидкість), $\text{м} \text{с}^{-1}$.

Теплову швидкість молекул газу можна визначити з рівняння Максвелла:

$$v = \left(\frac{8kT_e}{\pi m_0} \right)^{\frac{1}{2}} = 145,51 \left(\frac{T_e}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.2)$$

тут $k = 1,38 \times 10^{-23} \text{Дж К}^{-1}$ - постійна Больцмана; μ - молекулярна маса, $\mu = m_0 N_A$; T_e - температура газу, К.

Тоді теоретична швидкість дії одиниці площі конденсаційної поверхні

$$\frac{S}{F} = \bar{v} = 36,4 \left(\frac{T_e}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.3)$$

У дійсності, крім конденсації газу відбувається його випаровування з поверхні і, якщо масовий потік газу, що падає на одиницю кріоповерхні, в одиницю часу можна визначити як

$$Q_1 = N\mu = p_e \left(\frac{\mu}{2\pi R_0 T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.4)$$

де p_e - тиск газу, Па; $R = 8,31441 \text{ Дж/(моль К)}$ універсальна газова постійна, то в одиницю часу з одиниці кріоповерхні випаровується

$$Q_2 = p_T \left(\frac{\mu}{2\pi R T_n} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.5)$$

де p_T - тиск насичених парів, Па; T_n - температура кріоповерхні, К.

Враховуючи, що густина газу $\rho = p_e \frac{\mu}{RT_e}$, запишемо вираз для швидкості відкачування з урахуванням випару:

$$\frac{S}{F} = \frac{Q_1 - Q_2}{\rho} = 3,64 \left(\frac{T_e}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{p_T}{p_e \sqrt{\frac{T_n}{T_e}}} \right) \quad (4.6)$$

відкіля легко одержати формулу для максимальної теоретичної швидкості відкачки (4.3) за умови $p_e \gg p_T$.

Тиск, створюваний частинками на стінку посудини,

$$p = nkT = \frac{Nm_0}{V\mu} RT \quad (4.7)$$

Оскільки в більшості випадків доводиться відкачувати суміш газів, то граничний залишковий тиск у порожнині помпи відповідно до закону Дальтона визначається як сума парціальних тисків газів, що конденсуються кріоповірхнею і тих що не конденсуються.

$$p_0 = \sum_{i=1}^n n_i kT = \sum_{i=1}^n p_{ki} + \sum_{i=1}^k p_{ni} \quad (4.8)$$

Граничний тиск конденсаційної відкачки можна визначити з рівняння (4.6), прийнявши $p_e = p_0$ і $S = 0$:

$$p_0 = p_T \left(\frac{T_n}{T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.9)$$

Значення граничного тиску зростає з підвищенням температури кріоповірхні при нагріванні або з утворенням прошарку кріоосаду, товщину якого можна визначити за формулою:

$$H = \frac{G\tau}{F\rho_T}, \quad (4.10)$$

де G – відкачна здатність помпи, кг/с; τ - час роботи помпи, с

Підвищення температури з утворенням прошарку кріоосаду визначають з рівняння теплового балансу:

$$T_k = T_n + q_T \frac{H}{\lambda}, \quad (4.11)$$

де T_k - температура поверхні кріоосаду, К; q - сумарний тепловий потік на одиницю поверхні, Вт/м²; λ - теплопровідність кріоосаду, Вт/(м К).

У випадку, коли температура кріоповірхні перевищує 10...20 К (чи то за рахунок утворення прошарку осаду, чи то при роботі з кріоагентом, що має велику температуру кипіння), дійсна швидкість конденсації буде менше швидкості, що визначається за рівнянням (4.6), тому що частина молекул, що співударяються з кріоповірхнею, відбивається від неї. Для характеристики цього процесу в рівняння (4.6) вводять коефіцієнт α , що називається ймовірністю захоплення або коефіцієнтом прилипання і являє собою відношення числа молекул, захоплених кріоповірхнею, до загального числа молекул, що падають на кріоповірхню в одиницю часу. Тоді питома швидкість відкачування

$$\frac{S}{F} = 3,64\alpha \sqrt{\frac{T_e}{M}} \left(1 - \frac{p_T}{p_e \sqrt{\frac{T_n}{T_e}}} \right) \quad (4.12)$$

Ймовірність захоплення є складною функцією перенасичення $\frac{p}{p_k}$ і температури газу, температури поверхні, товщини і природи прошарку

конденсату і тому визначається експериментально.

Температура, необхідна для конденсації, визначається по кривих тиску пари, тому що кріоконденсаційна відкачка можлива тільки за умови, що тиск відкачуваного газу у вакуумній системі буде вище тиску його насиченої пари в помпі. Так, температура 20 К виявляється достатньою для зниження тиску парів усіх речовин, крім неону, водню і гелію, до значень, менших 10^{-9} Па. Неон майже цілком конденсується при 6 К, водень - при 2,5 К, а гелій – при 0,3 К.

Кріоадсорбція в порівнянні з кріоконденсацією проходить при більш високих температурах, тому що теплота конденсації газу менше теплоти його адсорбції. Низькотемпературна фізична адсорбція ґрунтується на дії тих же ван-дер-ваальсових сил. Оскільки енергія зв'язку між молекулами газу й адсорбенту значно вище, ніж енергія взаємозв'язку молекул газу, то рівновага тиску адсорбції набагато нижче, чим відповідний тиск насиченої пари. Тому молекули газу виявляються зв'язаними ще до досягнення ними стану насичення. Досяжний рівноважний тиск можна визначити по відповідних ізотермах адсорбції, які встановлюють зв'язок між кількістю поглинутого газу і його тиском при постійній температурі. Значення кінцевого тиску у відкачуваному об'ємі V_k можна визначити за рівнянням балансу маси.

При створенні вакууму кріопомпами в більшості випадків конденсуються не чисті гази, а їхні суміші; компоненти яких при цьому впливають один на одного. Можливі три варіанти взаємного впливу.

1. Вплив відсутній або дуже незначний, як, наприклад, у суміші азоту і кисню при 300 К и великому перенасиченні - для кожного газу при $T_n = 20$ К $\alpha = 1$.

2. Вплив негативний, тобто утруднюється конденсація одного з компонентів. Наприклад, у суміші водню й азоту (1:1) при 300 К та великому перенасиченні коефіцієнт захоплення для водню $\alpha_{H_2} = 0,6$, у той час як для чистого водню при тій же $T_n = 3$ К $\alpha_{H_2} = 0,85$. Для азоту α залишається тим же.

3. Вплив позитивний, тобто, газ що не конденсується за даних умов поглинається кріоповерхнею, якщо він потрапляє на неї в якості компонента суміші, інший компонент якої в цих умовах конденсується. Газ, що не конденсується впроваджується в конденсат газу-компонента, і його тиск стосовно тиску насичення для даної T_n помітно зменшується. Прикладом може служити співконденсація азоту і парів води при 77 К або

водню й аргону при 4,2 К.

Цей ефект відкритий у 1960 році Р. Хуаном і зветься "ефект кріозахоплювання". Метод кріозахоплювання також ґрунтується на дії ван-дер-ваальсових сил і має велике значення, тому що, крім можливості фізично зв'язувати водень і гелій підведенням додаткового газу, він широко застосовується через присутність в атмосфері цих і інших компонентів, які важко конденсуються.

Для відкачування газів, що важко конденсуються застосовують ще один метод, що використовує низькі температури, - кріопоглинання, механізм дії якого полягає в поглинанні газів металевими плівками, утворенні хімічних сполук і дифузії в глибину шару. Проте незважаючи на те, що цей метод відкачки також тісно пов'язаний із кріогенікою, як і кріогенні конденсація, адсорбція і захоплення, помпи, засновані на його застосуванні, не відносять до власне кріогенних pomp, оскільки механізм відкачки при кріопоглинанні носить яскраво виражений хімічний характер. Помпи, що працюють по методу кріопоглинання, називаються гетерними.

Власне кріогенними помпами називають три типи pomp, заснованих на дії ван-дер-ваальсових сил. У залежності від діапазону робочих тисків розрізняють кріопомпи для суцільної області (наприклад, адсорбційні при 77 К) і для молекулярної області, де застосовують, в основному, конденсаційні помпи, до яких можна підключати сорбційну ступінь і/або ступінь кріозахоплювання.

По засобу охолодження розрізняють кріопомпи-випарники і кріопомпи-рефрижератори. Перший тип pomp охолоджується кріорідинами або їхніми парами (азот, неон, водень, гелій), а одержання холоду для pomp другого типу зв'язане з використанням яких-небудь холодильних циклів або термоелектричних ефектів.

Кріопомпи-випарники для роботи в області низького вакууму звичайно виконують заглибними, а для роботи у високому вакууму - заливними.

У кріопомпах рефрижераторах із швидкістю дії 1... 10 м³/с холод на обох (20 і 80 К) температурних рівнях одержують за допомогою двохступінчатих кріогенераторів Джиффорда - Мак-Магона або Стирлінга - Філіпса. Для досягнення більшої швидкості дії (більш 100 м³) використовують газовий холодильний цикл Брайтона, якщо температура

кріоповерхні більше 4,2 К, або цикл Клода з рідким кріоагентом при T менше 4,2 К. Холодопродуктивність при таких температурах складає біля 0,1 Вт на $1 \text{ м}^3/\text{с}$ швидкості дії.

У порівнянні з іншими вакуумними помпами кріопомпи мають наступні переваги:

1. У принципі немає обмежень на конструктивне оформлення кріопомп. Вони можуть занурюватися в камеру, приєднуватися на фланцях, виконуватися у вигляді трубчастої або панельної структури, кріпитися до стінки камери або розміщуватися в центрі.

2. Тільки застосування кріопомп дає можливість економічно реалізувати максимальну швидкість дії (біля $100 \text{ м}^3/\text{с}$).

3. Питома швидкість дії кріопомпи більше, ніж у будь-якої іншої помпи, і постійна в широкому діапазоні тисків.

4. Кріопомпи створюють надчистий вакуум, тобто нічим не забруднюють систему.

5. Досяжні за допомогою кріопомп тиски можуть лежати нижче межі вимірів (10^{-12} Па).

6. У відношенні експлуатаційної надійності кріопомпи не поступаються традиційним вакуумним помпам.

7. Кріогенні помпи безшумні в роботі.

Опис експериментальної установки

Спрощена схема експериментальної установки зображена на рис. 4.1. Кріогенна помпа 6 через вакуумний вентиль 5 приєднана до іспитової вакуумної камери 2. Охолодження помпи проводиться рекуперативно за допомогою теплоізольованої посудини 3, наповненої рідким азотом, - кріопомпа цілком занурюється в неї і заохолоджується в киплячому азоті. З іншої сторони іспитової камери до неї приєднаний вимірювальний блок із напускателем 1 для напуску в об'єм повітря або іншої досліджуваної суміші газів. Вимір вакууму провадиться за допомогою вакуумметра 7 (ВТ-2А-П) і термопарного перетворювача 4 (ПМТ-2) або (ПМТ-4М).

Температура усередині досліджуваного об'єму вимірюється за допомогою мідь-константової термопары 8, "теплий спай" якої поміщений у посудину 9 з сумішшю води та льоду, а "холодний спай". Вимірювання ЕРС термопары провадиться по цифровому вольтметр-амперметру 10 Ц68000.

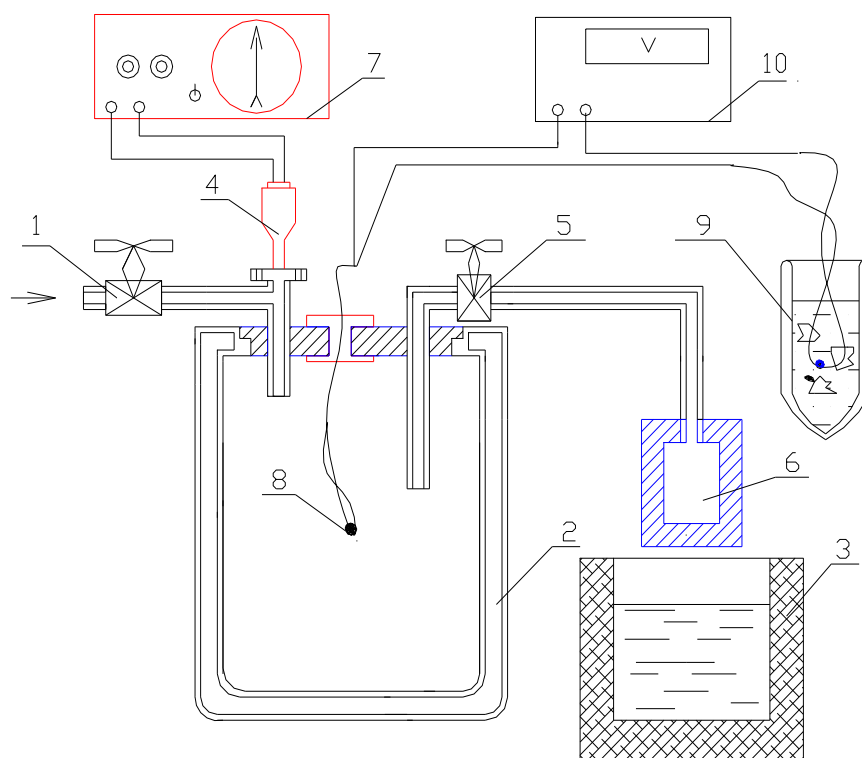


Рис. 4.1. Схема експериментальної установки

Порядок виконання роботи

1. Перевірити відповідність установки схемі на рис. 4.1, приєднати термопару 8 до клем вольтметра 10 (див. інструкцію з експлуатації вольтамперметра Щ68000), опустити теплий спай термопару в посудину 9 з сумішшю води та льоду.

2. Ввімкнути вимірювальні прилади, відкалібрувати та встановити "нуль" вольтметра 10, виставити струм розжарення перетворювача ПМТ.

3. Залити рідкий азот у теплоізольовану посудину.

4. Цілком відкрити вакуумний вентиль 5, закрити напускат 1.

5. Занурити кріопомпу у рідкий азот. При необхідності доливати в посудину 3 рідкий азот, щоб поверхня кріопомпи була цілком покрита азотом.

6. З початком руху стрілки вакуумметра знімати показання приладів кожні 10...15 с та заносити їх у табл. 4.1.

Таблиця 4.1

Час ,с	
ЕРС вольтметра, В	
Покази вакуумметра,	

7. По досягненні деякого постійного значення вакууму закрити вакуумний вентиль 3, витягти кріопомпу з рідкого азоту, поставити її на відігрівання, при відкритому штуцері скидання десорбованих газів (при цьому можливий підігрів кріопомпи).

8. При необхідності проведення експерименту з іншим газом (за вказівкою викладача) варто напускати цей газ в іспитову камеру за допомогою напускателя 4, який після досягнення необхідного тиску в камері закрити.

9. Після відігрівання кріопомпи штуцер скидання газів закрити, і подальші кроки робити з п.3, помінявши місцями пп. 4 і 5.

Обробка експериментальних даних

1. На підставі отриманих даних побудувати залежності температури і тиску від часу $T = f(\tau)$ та $p = f(\tau)$.

2. Розрахувати теплову швидкість газу для мінімальної зафіксованої температури, визначити питому швидкість відкачки кріопомпи для цієї температури за теоретичних передумов.

3. Визначити реальну питому швидкість відкачки кріопомпи.

4. Побудувати графік залежності $\frac{S}{F} = f(\tau)$

5. Порівняти графіки залежності $\frac{S}{F} = f(\tau)$ для повітря і для досліджуваного газу і пояснити розбіжності.

Контрольні запитання

1. У чому фізична сутність кріогенного відкачування?

2. Назвіть види кріогенної відкачки і поясніть різницю між ними.

3. Які переваги властиві кріогенним помпам?

4. Як зміниться швидкість відкачки при заміні повітря в дослідній камері аргеном?

5. Експериментальна установка (призначення елементів, методика проведення експерименту).

Лабораторна робота № 5

Дослідження термоелектричного мікрохолодильника.

Мета роботи: Вивчити роботу холодильника, дія якого ґрунтується на ефекті Пельтьє, визначити основні параметри холодильника типу ТЛМ.

Обладнання: мікрохолодильник термоелектричний ТЛМ, блок живлення зі стабілізатором постійного струму П138, частотомір цифровий ЧЗ-54, омметр цифровий ЦЗ4 ротаметр (розходомір охолоджуючої води), термодатчики опору контролю входу та виходу води, термопари хромель- алюмель, перемикачі, магістраль підводу-відводу води.

Теоретичні відомості

Із взаємним перетворенням теплової та електричної енергій зв'язаний цілий ряд термоелектричних явищ, серед яких ефекти Томсона, Зеебека та Пельтьє. Ефект Пельтьє лежить в основі методу термоелектричного охолодження і полягає в виділенні або поглинанні теплоти в області контакту (спай) двох різних провідників, при проходженні електричного струму через коло, до якого вони вмикаються. Робочим середовищем в такій системі являється електронний газ, що переносить енергію з нижчого енергетичного рівня на більш високий. У металів ефект Пельтьє незначний, тоді як в напівпровідників він у багато разів більший. Критерієм ефективності термоелектричного охолодження являється величина Z , яку називають добротністю або ефективністю термоелектричного охолодження, що зв'язує термоелектричні, електричні та теплові властивості речовини. Для одного окремого термоелемента характерний критерій

$$z = \frac{e^2}{\lambda \rho} \quad (5.1)$$

де e - коефіцієнт термоЕРС (термоелектрорушійної сили), що залежить від природи матеріалу, $\text{Вт А}^{-1} \text{ К}^{-1}$; λ - коефіцієнт теплопровідності матеріалу термоелемента $\text{Вт м}^{-1} \text{ К}^{-1}$; ρ - питомий електричний опір матеріалу, Ом м .

Фізично явище зв'язане з тим, що енергія вільних електронів, які приймають участь в електричному струмі, в різних провідниках по різному залежить від температури. Якщо в створеному електричному колі напрям струму такий, що електрони з меншою енергією, відібравши теплову енергію в навколишніх атомів, переносять її в іншу ділянку кола,

то буде здійснюватись охолодження одного спаю та нагрівання іншого. При створенні контакту метал - напівпровідник, для переходу електронів з металу до напівпровідника їм необхідно мати енергію достатню для подолання потенціального бар'єру:

$$\Pi = (-E_F + 2kT)e_0, \quad (5.2)$$

де E_F - енергія Фермі; $2kT$ - середня теплова енергія електронів в напівпровіднику; e_0 - заряд електрона. Електрони, що переходять з зовнішнього кола на заміну здолавши бар'єр, не можуть компенсувати втрат енергії, оскільки в напівпровіднику середня енергія електронів вища чим у металі. Порушення теплової рівноваги між атомною решіткою та електронним газом зумовлює перехід теплоти від решітки до електронів, тобто до охолодження. Проте, протікання струму поряд з поглинанням теплоти Пельт'є

$$Q_{\Pi_0} = eT_0I \quad (5.3)$$

яка пропорційна першій степені сили струму, супроводжується виділенням в об'ємі металу чи напівпровідника теплоти Джоуля, що пропорційна його опору та квадрату сили струму:

$$Q_D = I^2R \quad (5.4)$$

При цьому приблизно половина джоулевої теплоти попадає на холодний спай, знижуючи корисний ефект охолодження. По мірі зростання сили струму ріст теплоти Пельт'є буде відставати від росту теплоти Джоуля. Остання при деякому значенні струму почне переважати і охолодження перейде в нагрівання. Крім теплоти Джоуля, за рахунок теплопровідності речовини і наявній за рахунок охолодження різниці температур $\Delta T = T - T_0$ виникає зустрічний тепловий потік.

$$Q_T = \lambda \Delta T \quad (5.5)$$

Відповідно, для визначення оптимального струму, що забезпечує максимальне охолодження необхідно скласти рівняння теплового балансу теплового та холодного спаїв.

$$Q_0 = eT_0I - 0.5I^2R - \lambda(T - T_0) \quad (5.6)$$

$$Q = eTI + 0.5I^2R - \lambda(T - T_0) \quad (5.7)$$

Якщо холодильник зібраний з однорідних елементів, то при відомих значеннях теплоти, що виділяється та поглинається на спаях, відповідно Q та Q_0 можна визначити коефіцієнт термоЕРС.

$$e = \frac{Q - Q_0 - I^2R}{I(T - T_0)} \quad (5.8)$$

і відносну (зведену) теплопровідність напівпровідника

$$\lambda = \frac{eI(T - T_0) - Q_0 - Q}{2(T - T_0)} \quad (5.9)$$

Вироблену корисну кількість холоду Q_0 можна розрахувати, вимірюючи температуру зразка певної маси з відомого матеріалу, котрий розміщують в робочому об'ємі термоелектричного холодильника; тоді за час τ

$$Q_0 = \frac{c_p m_p (T_n - T_k)}{\tau} \quad (5.10)$$

де c_p - питома теплоємність речовини зразка, Дж кг⁻¹ К⁻¹; m_p - маса охолоджуваного зразка, кг; $T_{n,k}$ - початкова та кінцева температури.

Кількість теплоти, що виділяється на гарячому спаї можна визначити з рівняння теплового балансу для охолоджуючої води:

$$Q = \frac{c_B m_B (T_{\text{вх}} - T_{\text{вих}})}{\tau} \quad (5.11)$$

де c_B - середня питома теплоємність води, Дж кг⁻¹ К⁻¹; m_B - маса води, яка проходить через теплообмінник за час τ , кг; $T_{\text{вх,вих}}$ - температури води на вході та виході теплообмінника, К.

Знаючи значення e , можна визначити потужність, яка споживається:

$$W = Q - Q_0 + Q_{Dj} = eI(T - T_0) + I^2 R \quad (5.12)$$

та економічність процесу термоелектричного охолодження, яка характеризується холодильним коефіцієнтом:

$$\varepsilon = \frac{Q_0}{W} \quad (5.13)$$

Опис експериментальної установки

Основною частиною експериментальної установки є термоелектричний мікрохолодильник 4 (рис.5.1) типу ТЛМ. Мікрохолодильники цього типу служать для охолодження та термостатування невеликих за розмірами зразків в широкому діапазоні температур.

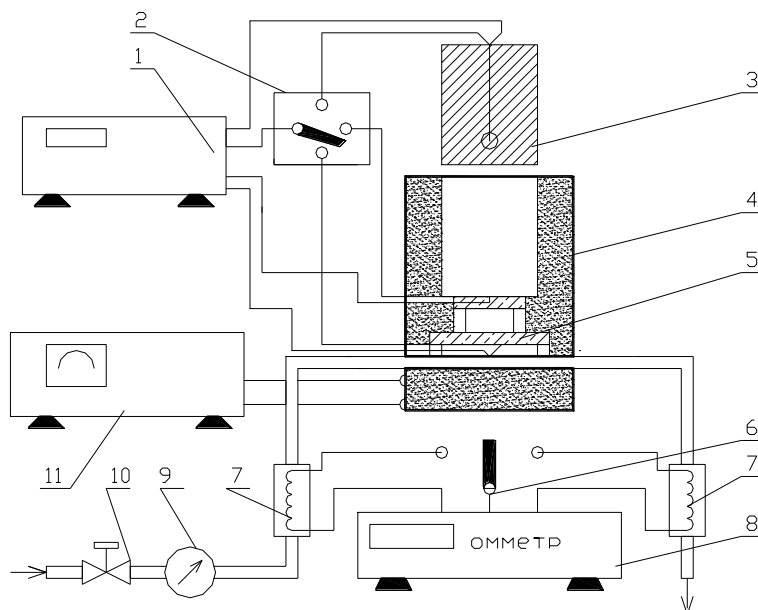


Рис. 5.1. Схематичне зображення лабораторної установки.

Робочий об'єм цього мікрохолодильника 120 см^3 охолоджується двохкаскадною напівпровідниковою термоелектричною батареєю 5, причому теплі спаї верхнього каскаду охолоджуються холодними спаями нижнього, а теплі спаї нижнього - проточною водою, необхідна кількість якої контролюється ротаметром (розходоміром) 9 та регулюється вентилем 10. Температури води на вході до теплообмінника мікрохолодильника і на виході вимірюються мідними термометрами опору 7, які через перемикач 6 приєднані до омметра 8.

Температури холодного та теплого спаїв термобатареї, а також досліджуваного циліндра 3 вимірюються хромель-алюмелевими термопарами, що з'єднані через трьохполюсник 2 до частотоміра 1, на якому температура, завдяки перетворювачу подається в градусах Цельсія.

Живлення холодильника здійснюється за допомогою стабілізатора постійного струму 11, по шкалі мікроамперметра якого, виставляють та контролюють силу струму. Напругу живлення можна вимірювати вольтметром на виносній контактній площадці, яка вмикається в коло між стабілізатором струму та мікрохолодильником.

Порядок виконання роботи

1. Перевірити відповідність установки схемі, що показана на рис.5.1, повернути регулятори блоку живлення "ГРУБО", "СРЕДНЕ", "ТОЧНО" в крайні ліві положення, подати напругу на вимірювальні прилади, відкрити вентиль та по ротаметру підібрати необхідну кількість води для охолодження (1 поділлка - $0,367 \text{ л/год.}$).

2. Подати напругу на стабілізатор блоку живлення та здійснити прогрівання останнього на протязі 2 хв.

3. Визначити початкову температуру дна камери холодильника (тумблер 9 в положенні А) при нульовому струмі живлення без теплового навантаження.

4. Визначення оптимального струму живлення холодильника:

4.1. Встановити перше з заданих значень сили струму регуляторами “ГРУБО”, “СРЕДНЕ”, “ТОЧНО”, і через певний час (5-10 хв.) зняти покази температури дна камери холодильника (при закритій кришці).

4.2 Відігріти холодильник до початкової температури (контроль по температурі дна камери холодильника) перемкнувши термоелемент в режим нагрівання, для цього необхідно змінити полярність живлення на колодці, сила струму при нагріванні 10 А.

4.3 Повторити два попередніх пункти для всіх заданих значень сили струму по черзі, причому час охолодження для цієї серії дослідів залишається постійним.

4.4 Побудувати графік залежності температури дна камери холодильника від сили струму живлення, визначити оптимальне значення сили струму I_x .

5. Визначення характеристичного холодовиробництва:

(Характеристичним холодовиробництвом називається кількість теплоти, яка поглинається в одиницю часу на холодному спаї термоелемента при живленні холодильника оптимальним (характеристичним) струмом.

5.1 Перевірити покази ротаметра та виставити заданий розхід охолоджуючої води з точністю $\pm 3\%$.

5.2 Обережно опустити досліджуваний циліндр у відігріту до кімнатної температури камеру холодильника та закрити кришку.

5.3 Визначити початкові температури вхідної води (положення А перемикача 6) та досліджуваного циліндра (положення Б перемикача 2).

5.4 Відмітити час та виставити по шкалі стабілізатора оптимальне значення сили струму.

5.5 Після виходу термоелемента на режим охолодження (знижується температура холодного спаю) записати 2 - 3 значення температури води на виході (положення Б перемикача 6) через невеликі проміжки часу (1-2хв.).

5.6 Через заданий проміжок часу (8 - 10 хв.) виміряти температури води на вході та виході, температуру досліджуваного циліндра, холодного та теплового спаїв (положення А та С перемикача 2) холодильника. Перевести значення опору в температуру з використанням кривої градування.

5.7 Дістати досліджуваний циліндр з камери мікрохолодильника та відігріти його по п.4.2.

5.8 Замінити досліджуваний циліндр, циліндром виготовленим з другого матеріалу та повторити експеримент від п.5.1 до 5.7.

6. Після закінчення вимірювань, вимкнути вимірювальні прилади та живлення мікрохолодильника.

Обробка експериментальних даних

1. Визначити за формулами (5.9) та (5.10) корисне холодовиробництво та кількість теплоти, що відводиться від гарячого спаю при допомозі води; температури води на вході та виході холодильника беруться, як середні значення між початковими та кінцевими значеннями, а маси води та циліндра визначаються відповідно через об'єм витраченої води (по ротаметру) та густину.

2. Визначити коефіцієнт термоЕРС за формулою (5.8), в якій добуток I^2R замінюється на IU , тут напруга вимірюється мілівольтметром Щ68000, або комбінованим приладом Щ4311 на виносній контактній площадці кілька разів в ході експерименту, а потім беруть середнє значення.

3. За формулою (5.9) знайти коефіцієнт теплопровідності напівпровідника, значення холодильного коефіцієнта за формулою (5.12) та добротність термоелектричного охолодження (5.1).

Контрольні запитання

1. Наведіть приклади областей використання термоелектричних мікрохолодильників.
2. Ефект Пельтьє його суть та використання.
3. Основні параметри процесу охолодження та характеристики термоелементів.
4. Експериментальна установка, її елементи та призначення.

Література

1. Коленко Е.А. Термоэлектрические охлаждающие приборы. М.: Наука, 1967. 156с.
2. Иоффе А.Ф. и др. Термоэлектрическое охлаждение. М.: Изд-во АН СССР, 1956. 220с.
3. Вайнер А.Л. Каскадные термоэлектрические источники холода. М.: Сов. радио, 1976. 135с.
4. Анатычук Л.И. Термоэлементы и термоэлектрические устройства: Справочник. Киев: Наук. думка, 1979. 766с.

Дослідження охолоджуваного фотоопору.

Мета роботи: вивчити принцип роботи охолоджуваного фотоопору (ФО); дослідити основні його характеристики та вплив температури на них.

Обладнання: особливий кріостат з ФО, оптичний квантовий генератор ЛГ - 126 з блоком живлення, механічний модулятор, поляризатор, блок живлення 30 В, осцилограф, вольтметр, дьюар.

Теоретичні відомості

В основі роботи напівпровідникових ФО лежить фотоелектричний ефект відкритий Смітом у 1873 р. Цей так званий внутрішній фотоелектричний ефект, на відміну від зовнішнього фотоелектричного ефекту експериментально дослідженого вченим Столетовим в кінці минулого століття і теоретично обґрунтованого Ейнштейном.

Фотопровідність (ФП) твердих тіл в більшості випадків зв'язана зі зміною концентрації носіїв заряду, хоча також може бути зв'язана зі зміною їх рухливості.

Як виходить з виразу для провідності фотоопору

$$\Delta\sigma = e\mu\Delta n, \quad (6.1)$$

де e - заряд електрона; $\mu, \Delta n$ рухливість та їх концентрація, $\Delta n = f\tau$; f - швидкість генерації нерівноважних носіїв заряду; τ - час життя вільних носіїв, тобто час, протягом якого вони вносять вклад в провідність, - це явище віддзеркалює три послідовних процеси: генерацію нерівноважних носіїв (параметр f), їх наступний рух в твердому тілі (параметр μ), а також процес рекомбінації носіїв заряду (параметр τ).

Вираз (6.1) записаний для одного виду зарядів - електронів, а для декількох видів зарядів

$$\Delta\sigma = e \sum_i \mu_i \Delta n_i \quad (6.2)$$

Нижче, для спрощення розглядається ФП з одним типом носіїв - монополярна фотопровідність.

Швидкість генерації нерівноважних носіїв заряду в твердому тілі

$$f = \beta k I, \quad (6.3)$$

де β - квантовий вихід, тобто число генерованих електронів, що припадають на квант падаючого світла; k - коефіцієнт поглинання світла; I - інтенсивність світла, що попадає на поверхню зразка, квантів/см². Відповідно, добуток $\beta k I$ показує число квантів світла, що поглинаються в одиниці об'єму за одиницю часу, яке дорівнює швидкості об'ємної генерації.

Поява вільних носіїв обумовлена фотоіонізацією речовини. В залежності від того, які атоми, - власні чи домішані - іонізуються, розрізняють власну чи домішкову ФП. Оскільки концентрація атомів основної речовини ($\sim 10^{22}$ см⁻³) на кілька порядків вища за концентрацію введеної домішки, на практиці найчастіше використовується власна фотопровідність.

На рис.6.1 подано енергетичну схему, що ілюструє процес фотоіонізації атомів основної речовини 1 та домішку 2 в рамках уявлень зонної теорії твердого тіла.

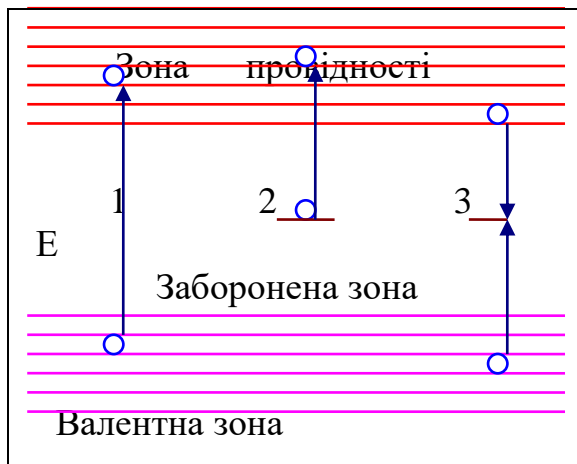


Рис. 6.1. Енергетична схема, яка ілюструє власний 1 та домішковий 2 фотоэффекти, а також процес рекомбінації 3.

Закон збереження енергії вимагає, щоб енергія фотона $h\nu \geq E$. Довжина хвилі, що відповідає цій умові при іонізації основної речовини, носить назву "червоної межі фотоэффекту". Спектральна область чутливості визначається шириною забороненої зони речовини для власної ФП та положенням центрів домішок у забороненій зоні для домішкової ФП.

Між актами генерації і рекомбінації електрон знаходиться у вільній зоні (зоні провідності) і зумовлює вклад в провідність на протязі часу свого життя. Рухливість електрона визначається ефективною масою та механізмом розсіювання при русі електрона в кристалічній ґратці і може бути обчислена з кінетичного рівняння Больцмана.

В процесі руху в кристалі електрон може рекомбінувати з вільною діркою або з діркою зв'язаною на деякому домішковому центрі. Перший процес можливий в матеріалах з вузькою забороненою зоною (типу *InPb*)

та досить високою концентрацією нерівноважних електронів та дірок. В широкозонних напівпровідниках більш вірогідний другий процес, навіть при незначних ($\sim 10^{12} \text{см}^{-3}$) концентраціях домішок у матеріалі.

Рекомбінацію можна тлумачити як процес, що допомагає встановленню термодинамічної рівноваги в кристалі. Існує кілька механізмів рекомбінації; їх кількісним параметром є переріз захоплення S . З точки зору теорії твердого тіла цей параметр відображає мікроскопічний механізм взаємодії рекомбінуючого носія з центром рекомбінації при виконанні законів збереження енергії та квазіімпульсу. На практиці переріз захоплення (і пов'язаний з ним час життя $\tau \sim S^{-1}$) визначає такі найважливіші характеристики приладів, як фоточутливість та інерційність.

Необхідно відмітити, що не кожен акт захоплення електрона з зони провідності приводить до рекомбінації. Існують центри, які захоплюють носії тільки одного знаку - так звані центри прилипання. Носії, що знаходяться деякий час на таких центрах, можуть бути термічно викинуті у вільну зону, де знову дадуть вклад у провідність. Наявність центрів прилипання зумовлює зростання фотовідклику, особливо при низьких температурах, а також впливає на фоточутливість.

Основні характеристики фотоопорів

Спектральна характеристика визначає спектральний діапазон роботи приладу і залежить від матеріалу напівпровідника, а також від складу його домішок.

Фоточутливість (якщо записати закон Ома для фотоструму)

$$I_F = \Delta\sigma_0 \frac{bd}{l} U = FP, \quad (6.4)$$

де $\Delta\sigma_0$ - питома ФП; U - напруга на ФО; b, d , та l - відповідно ширина, товщина, та довжина зразка; F - струмова чутливість,

$$F = U \frac{bd}{l} \frac{\Delta\sigma_0}{P}, \quad (6.5)$$

P - потужність випромінювання, що попадає на зразок.

Струмова чутливість, що вимірюється в А/Вт може використовуватись як для області видимого випромінювання, так і в інфрачервоній області спектру. Для видимої області випромінювання частіше користуються чутливістю, що виражається у амперах на люмен (А/лм).

У фотоопорах, які використовуються для виявлення малих сигналів, особливо в ІЧ – області (інфрачервоній), величина фотосигналу може мати значення близьке до рівня шуму. Тому вводять поняття еквівалентної потужності шуму та виявної здатності:

$$D(\lambda) = \frac{F}{I_s}, \quad (6.6)$$

де I_s - шумовий струм, обумовлений, в основному, фоновим випромінюванням та темновим струмом.

Еквівалентна потужність шуму - потужність такого падаючого випромінювання, при якому відношення сигнал/шум дорівнює одиниці. У приймачів випромінювання шумовий струм пропорційний кореню квадратному з площі приймача A та ширини смуги пропускання Δf . Тому відносячи $D(\lambda)$ до смуги пропускання 1 Гц і $A=1\text{см}^2$, отримують внутрішню характеристику приладу - зведену виявну здатність:

$$D^*(\lambda) = \frac{F}{I_s} A^{\frac{1}{2}} \Delta f^{\frac{1}{2}} \quad (6.7)$$

Оскільки темновий струм різко (в більшості випадків експоненційно) зменшується зі зниженням температури, то зведена виявна здатність в області низьких температур підвищується.

Крім того, D^* можна збільшити, зменшуючи поле зору ФО при допомозі охолоджуваних бленд, - обумовлений фоновим випромінюванням шум при цьому зменшується. Це особливо важливо при реєстрації випромінювань зосереджених в малих тілесних кутах, наприклад для лазерного випромінювання.

Інерційність ФО визначає можливості його роботи при високих частотах модуляції світла. Якщо подати на ФО прямокутний імпульс світла, то фотовідклик зразка буде наростати, а потім спадати по деякому закону. В найпростішому випадку одного типу центрів рекомбінації та відсутності центрів прилипання, крива релаксації при невисокому рівні збудження буде мати експоненційний вигляд. Звідси легко визначити постійну спаду фотоприймача:

$$\tau = \frac{t_2 - t_1}{I_n (i_1 / i_2)}, \quad (6.8)$$

де i_1 та i_2 - значення фотоструму відповідно в моменти часу t_1 та t_2 , тобто τ - це час, протягом якого фотострум падає в e раз.

В більш складних схемах рекомбінації закон релаксації не буде експонентним. Інерційність ФО в цьому випадку можна оцінювати характеристичним часом спаду фотоструму, наприклад до рівня 0,15.

Світлова характеристика ФО визначає динамічний діапазон роботи приладу. З точки зору практики, бажано, щоб ця характеристика була лінійною і займала більшу область інтенсивностей світла..

Опис експериментальної установки.

Джерелом випромінювання 1 служить гелій-неоновий лазер ЛГ-126 (рис.6.2) зі змінюваною довжиною хвилі, який дає монохроматичний пучок плоскополяризованого випромінювання з довжинами хвиль $\lambda_1 = 0.63$, $\lambda_2 = 1.15$ та $\lambda_3 = 3.39$ мкм. На шляху лазерного променя розміщується механічний модулятор 2 та поляризатор 3. Поляризатор 3 використовується як регулятор сили світла лазерного променя. З виходу поляризатора випромінювання попадає на приймальну поверхню фотоопору 4.

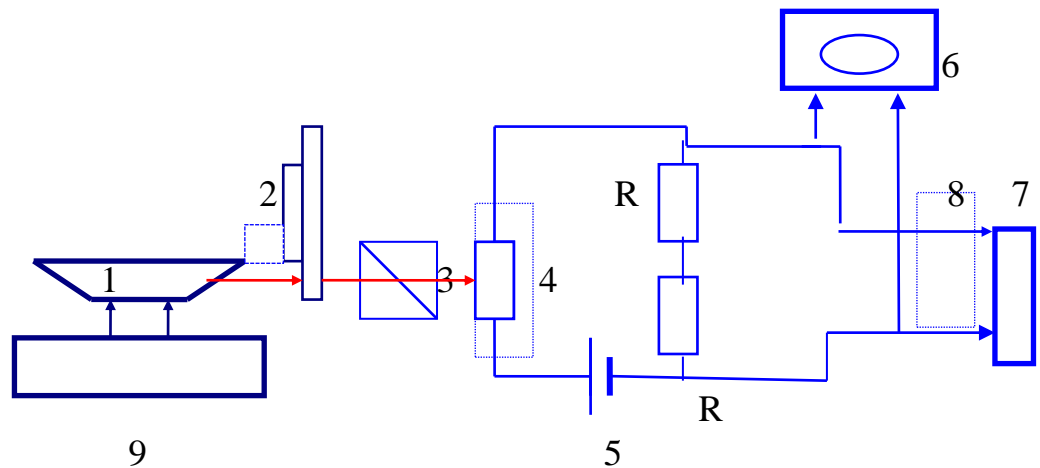
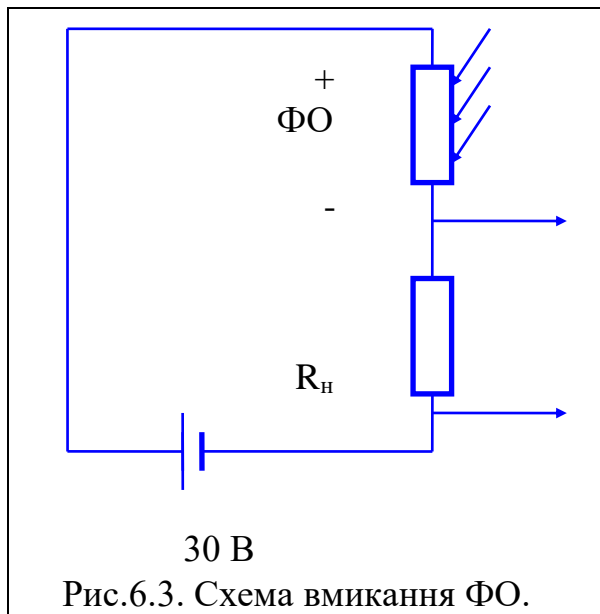


Рис.6.2. Функціональна схема установки для дослідження охолоджуваного фотоопору

Сигнал, що пропорційний величині фотоструму знімається з опору навантаження (послідовно з'єднані 149, 65 та 100.6 кОм), при необхідності підсилюється підсилювачем 8 і подається на осцилограф 6 та вольтметр 7. Блок живлення лазера 9, для живлення фотоопору використовується блок 5 типу Б-5-7.

Порядок виконання роботи.

1. Перевірити схему установки відповідно рис. 6.2. Особливу увагу звернути на полярність вмикання живлення фотоопору рис. 6.3.



2. Ввімкнути живлення електровимірних приладів, модулятора та ОКГ. Після 10 хвилин роботи лазера виставити довжину хвилі випромінювання 0.63 мк та відрегулювати оптичну систему при максимальному пропусканні поляризатора.

3. Зняти залежність фоточутливості від довжини хвилі випромінювання $\lambda_3=3.39\text{мкм}$; $\lambda_2=1.15\text{мкм}$; $\lambda_1=0.63\text{мкм}$.

Вимірювання світлової характеристики.

4. За вимірною схемою п.1, використовуючи поляризатор, як ослаблювач світлового потоку, зняти залежність фотовідклику від інтенсивності світлового потоку (з інтервалом 10^0).

Вимірювання темного струму.

5. Визначити темновий струм ФО, для цього закрити приймальну площину фотоопору чорним папером та записати кілька показів вольтметра $I_{\text{темн.}}$ з інтервалом у 2 хв. Аналогічно визначити струм обумовлений фоновим випромінюванням $I_{\text{фон.}}$, тепер просто перекриваючи промінь лазера. Середні значення кількох вимірів записати.

Вимірювання інерційності ФО.

6. Виконати калібрування осцилографа у відповідності з інструкцією по експлуатації.

7. В режимі автоматичної розгортки отримати сигнал на екрані та виміряти час спаду фотовідгуку до рівня 0.15.

8. Замалювати форму імпульсу та оцінити закон затухання.

9. Залити кріостат фотоопору рідким азотом, і після припинення інтенсивного википання повторити вимірювання відповідно пп.3-8.

Примітка: Заливання кріоагента здійснювати дуже обережно через спеціальну лійку не випускаючи останню з рук, щоб не пошкодити скляний дьюар фотоопору.

Обробка експериментальних даних.

1. Побудувати графік залежності фоточутливості (зведені значення напруги на опорі навантаження, виміряні вольтметром) від довжини хвилі.

2. Побудувати графік залежності фоточутливості (зведені значення напруги на опорі навантаження, виміряні вольтметром) від довжини хвилі для температури рідкого азоту.

3. Побудувати графік залежності фотоструму від величини сили світла (сила світла визначається за законом Малюса) для тих самих довжин хвиль, які вказані в розд. 6.3 п.3, відкладаючи по осях координат відносні одиниці. Проаналізувати вид залежності: лінійна, суб- чи надлінійна.

4. Порівняти середні значення темного струму $I_{\text{темн.}}$ та фонового струму $I_{\text{фон.}}$. Визначити середні значення темного опору $R_{\text{т}}$ при кімнатній та азотній температурах (для обчислень використати схему включення наведену на мал. 6.3, та значення опору навантаження наведеного в описі).

5. Проаналізувати вплив температури на характеристики фотоопору.

Контрольні запитання

1. Фізичні основи роботи ФО.
2. Опишіть основні характеристики фотоопору.
3. Чому ФО найбільш ефективно працюють при низьких температурах?
4. Від чого залежить спектральний діапазон роботи ФО?
5. Чим визначається швидкість фотовідгуку?
6. Навести переваги та недоліки напівпровідникових приймачів випромінювання в порівнянні з вакуумними.

Література

1. Амброзяк А. Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов. М.: Сов.радио,1970. 144с.
2. Аут И., Генцов Д., Герман К. Фотоэлектрические явления М.:Мир, 1980. 312с.
3. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. М: Наука,1977. 76с.
4. Васильев А.М., Ландсман А.П. Полупроводниковые фотопреобразователи. М.: Сов.радио,1971. 168с.
5. Роуз А. Основы теории фотопроводимости. М.: Изд.иностр.лит., 1964. 220с.
6. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.:Физматгиз, 1963. 210с.

Лабораторна робота № 7

Дослідження температурних характеристик фотоелектронного помножувача

Мета роботи: Дослідити характеристики фотопомножувача при охолодженні до азотних температур, визначити оптимальний режим його роботи.

Устаткування: Фотоелектронний помножувач ФЕП-79, кріостат Р68, лампа КГМ-12-90 з стабілізованим джерелом живлення, монохроматор УМ-2, нагрівач із блоком живлення ТЕС- 15, блок живлення фотопомножувача БПВН 3-09, форвакуумна помпа 2НРВ-5Д, вакууметр ВТ-2А- П, цифровий вольтметр Щ1516, омметр Щ34.

Загальні відомості

У Фотоелектронних помножувачах (ФЕП), призначених для посилення слабких фотострумів, використовується явище вторинної електронної емісії. Принципова схема ФЕП наведена на рис. 7.1.

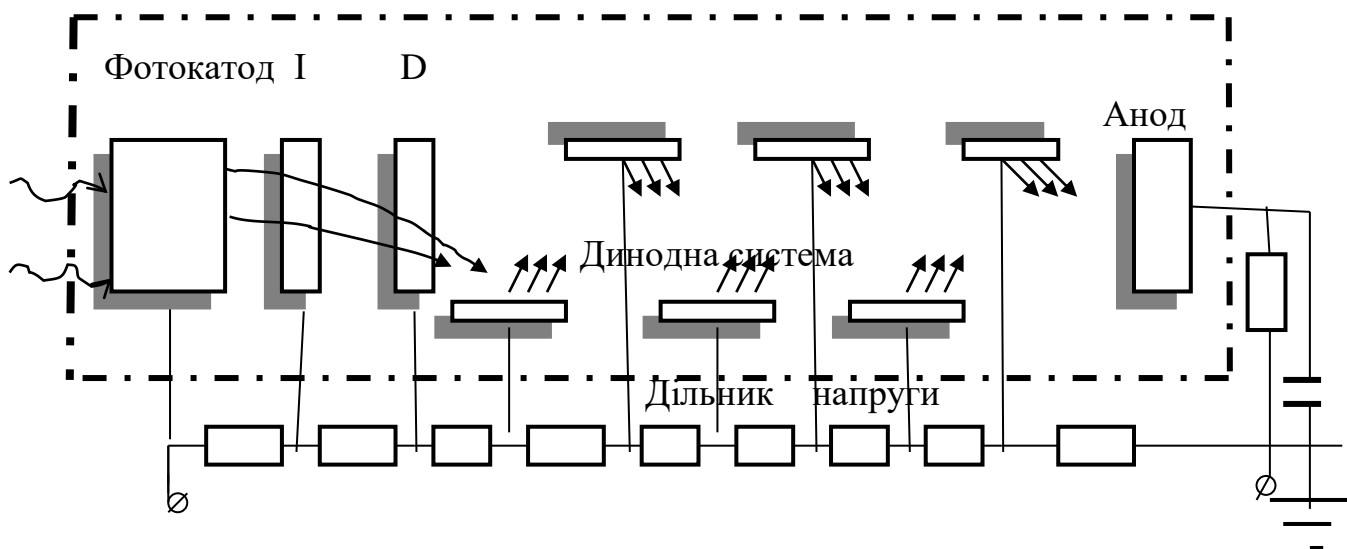


Рис. 7.1. Схема фотоелектронного помножувача

Пристрій складається з фотокатода (ФК), анода (А) і динодної системи, яка забезпечує помноження електронів - системи кількох електродів, що є емітерами вторинних електронів.

Падаюче на ФК випромінювання викликає фотоелектронну емісію. Число електронів n_k , що покидають в одиницю часу фотокатод, пропорційно інтенсивності випромінювання F . Через значні відмінності у швидкостях електронів для їхнього збору на перший динод використовується фокусуюча система, що складається з ряду електродів, що утворюють електростатичні лінзи (І - D). Фотоелектрони, що потрапили на перший динод, викликають вторинну емісію. Кількість вторинних електронів, що покидають перший динод, $n_k \gamma_k \sigma_1$ дорівнює, де σ_1 - коефіцієнт вторинної емісії першого динода, що залежить від матеріалу динода і від напруги між катодом і першим динодом (тобто від енергії первинних електронів), γ_k - квантовий вихід динода.

Напруга на електроди ФЕП подається за допомогою дільника напруги таким чином, щоб між кожною парою динодів створювалося електричне поле, що прискорює електрони від попереднього динода до наступного.

Через недосконалість конструкції динодної системи на кожному каскаді відбувається деяке розсіювання електронів, що призводить до зменшення підсилення ФЕП і враховується коефіцієнтом ефективності каскаду γ_i , рівного відношенню числа електронів, що падають на $(i+1)$ динод, до числа електронів, що вилетіли з i -го динода. Таким чином, кількість електронів, що потрапляють на i -й динод

$$n = n_k \gamma_k \prod_{i=1}^m \sigma_i \gamma_i, \quad (7.1)$$

де m - число каскадів помножувача до i -го динода (або до анода).

Добуток $\mu = \prod_{i=1}^m \sigma_i \gamma_i$ називається коефіцієнтом підсилення ФЕП.

При попаданні променистого потоку $d\Phi$ (променистої енергії, що переноситься пучком за 1 с) на ФК у колі останнього виникає фотострум насичення di . Тоді $\gamma(\lambda) = \frac{di}{d\Phi}$ і буде чутливістю даного фотокатода для даної довжини хвилі λ .

Отже, спектральна фоточутливість вимірюється фотострумом насичення, що виникає при падінні на ФК променистого потоку одиничної потужності з даною довжиною хвилі. Будуючи залежність $\gamma = f(\lambda)$ для значень λ , що лежать у межах чутливості ФК, одержимо спектральну

характеристику фотокатода. Іноді розглядають спектральну чутливість фотопомножувача $\gamma_{\phi} = f(\lambda)$. У цих випадках для порівняння ФК фотопомножувача з іншими фотокатодами необхідно знати коефіцієнт підсилення ФЕП:

$$\mu = \frac{\gamma_{\phi}(\lambda)}{\gamma(\lambda)} \quad (7.2)$$

Квантова і спектральна чутливість ФК, як і коефіцієнт вторинної емісії матеріалів, застосовуваних у диодній системі ФЕП, значно залежать від температури. Зміни цих величин, трапляючись незалежно, накладаються і можуть призводити до дуже складної залежності параметрів ФЕП від температури, у зв'язку з чим робочі параметри даного ФЕП при даній температурі звичайно визначають експериментально. Цікаво, що отримані експериментально значення температурних коефіцієнтів, що показують розмір і характер зміни інтегральної чутливості ФЕП при зміні температури на 1 К, навіть для одного типу ФЕП в різних експериментах значно відрізняються один від одного. Відповідно до отриманих даних у залежності від довжини хвилі світла температурний коефіцієнт, навіть для ФЕП того самого типу, змінює свій знак: у більшості випадків, для довжин хвиль світла менших 4000 Å, він від'ємний, а для довжин хвиль світла більших 5000 Å - позитивний. Це вказує на те, що помітну роль у температурній нестабільності ФЕП грає його фотокатод.

Збільшення відношення сигналу до шуму (перешкоди) є однією з найважливіших проблем фотометрії. Ефективне збільшення цього відношення може в ряді випадків досягатися зменшенням темного струму фотопомножувача (струму, що протікає по навантаженню ФЕП при повному затемненні фотокатода), охолоджуючи його до низьких температур. Охолодження ряду ФЕП різко зменшує його темнові шуми, що дозволяє вимірювати слабкі світлові потоки, але одночасно може призвести до зміни його спектральної чутливості і коефіцієнта підсилення диодної системи. Тому важливе значення має експериментальне визначення оптимального режиму роботи ФЕП.

Опис експериментальної установки

До складу експериментальної установки (рис.7.2) входять азотний кріостат 4, в якому розміщується досліджуваний фотопомножувач 2, монохроматор 6, джерело світла 9, зі стабілізованим по струму джерелом живлення 10, фокусуюча лінза 8, нейтральний світофільтр 7, відкачна

система 5 і вимірювальні прилади.

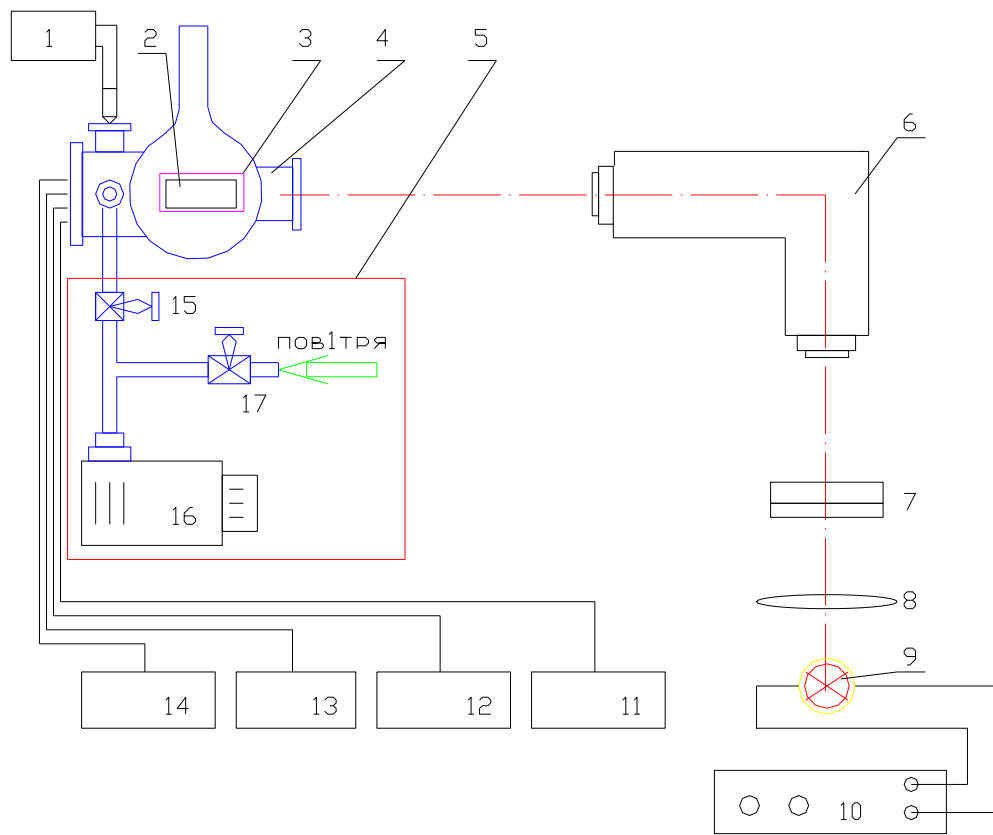


Рис. 7.2. Схема експериментальної установки

Стабілізатор 10 дозволяє підтримувати світловий потік джерела світла 9 стабільним із точністю не гірше 2%. Оскільки анодний струм ФЕП повинний бути не більше 10^{-4} А, світловий потік після фокусування за допомогою лінзи 8 ослаблюється одним або кількома нейтральними світлофільтрами 7. Монохроматор 6 дозволяє виділити ділянки безперервного спектру в інтервалі довжин хвиль від 4000 \AA до 8500 \AA із похибкою не більш 5 \AA .

Регулювати температуру ФЕП в інтервалі (77-300) К після заливання в кріостат рідкого азоту дозволяє нагрівач 3, живлення якого здійснюється від стабілізованого джерела 14 типу ТЕС-15. Температура ФЕП вимірюється датчиком температури - мідним термометром опору типу ІС 567 і контролюється цифровим омметром 12 типу ЩЗ4. Швидкість зміни температури не повинна перевищувати 0,1 К/с. Живлення ФЕП здійснюється високовольтним блоком живлення 13, а вихідний сигнал фіксується як падіння напруги на опорі навантаження ($R=1 \text{ МОм}$) цифровим вольтметром 11 типу Щ1516.

Заливання рідкого азоту в кріостат здійснюється через верхню горловину за допомогою заливної лійки тільки після того, як вакуум у міжстінному просторі кріостата досягне $5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. і нижче.

Порядок виконання роботи

У ході виконання роботи варто зняти спектральні характеристики ФЕП при різних температурах і визначити залежність коефіцієнта підсилення динодної системи від температури, оскільки в області $\lambda = 5460 \text{ Å}$ відносна спектральна чутливість ФЕП -79 не залежить від температури аж до 173 К.

1. Ознайомитися з описом роботи і перевірити відповідність установки схемі рис.7.2.

2. Якщо вакуумна сорочка кріостата не відкачана до тиску порядку $5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., її варто відкачати, для чого: а) при закритих вентилях 15 і напусках 17 ввімкнути вакуумний насос 16; б) відкрити вентиль 15 і довести розрідження в міжстінному просторі кріостата до потрібного рівня, контролюючи його по вакууметру 1; в) закрити вентиль 15, вимкнути насос 16 і відкрити напуск 17 для розвантаження насоса (напуску в нього повітря).

3. Подати живлення на стабілізатор струму 10 (тумблер «МЕРЕЖА») і включити джерело світла (кнопка «ПІДПАЛ»)

4. За допомогою конденсора 8 сфокусувати світловий потік на щілину монохроматора 6. Джерело світла рекомендується встановлювати на відстані 453 мм від площини щілини, на яку надівають насадку з лінзою, що має фокусну відстань 140 мм.

5. Включити блок живлення підсвічування шкал монохроматора і перевірити наявність спектру на закритій шторці кріостата, обертаючи барабан монохроматора.

6. Ввімкнути блок живлення ФЕП і виставити напругу живлення в межах 1600-2400В. Ввімкнути вимірювальні прилади.

7. Визначити значення темного струму при кімнатній температурі, фіксуючи показання вольтметра при закритій шторці на діапазоні вимірів вольтметра 10 В, оскільки темновий струм, як правило фіксується при показаннях вольтметра 0,01 -1 В.

8. Відкрити шторку кріостата, переключити границю вимірів вольтметра на 1000 В. **Увага! Покази вольтметра не повинні перевищувати 100 В.** У випадку якщо вони перевищують цю межу, варто ослабити світловий потік за допомогою нейтральних світофільтрів.

9. Визначити значення анодного струму при кімнатній

температурі для довжин хвиль, наведених у табл.7.1, для чого виставити відповідні значення барабаном монохроматора, Вимірювані значення занести в табл.7.2.

10. Закрити шторку кріостата і залити в кріостат рідкий азот.

11. По ходу виміру температури ФЕП вимірювати темновий струм і анодний струм ФЕП для кожної із довжин хвиль через кожні 20 К. Дані занести в табл.7.2.

12. Після досягнення рівня азотної температури (78-80) К і фіксації вимірюваних величин при цій температурі увімкнути блок живлення нагрівача 9 і встановити струм 2 А.

13. У процесі підйому температури знімати дані по вимірюваних величинах через температурні інтервали, зазначені викладачем, зменшуючи на час виміру струм нагрівача до нуля.

14. По закінченні вимірів вимкнути прилади.

Табл.7.1.

Довжина хвилі, λ	6907	5852	5770	5461	4916	4358	4046
Відлік по шкалі монохроматора	2882	2478	2434	2254	1835	1169	616

Експериментальні дані

Табл.7.2.

№ п/п	R, Ом	T K	U _T мВ	I _T А	$\frac{I_T}{I_{20}}$	Довжина хвилі λ, Å ^o																							
						6907			5852			5770			5461			4916			4358			4046					
1.																													
2.																													

Примітка. Індекс «Т» означає, що дана величина вимірюється при закритій шторці кріостата.

Обробка експериментальних даних

1. На підставі отриманих експериментальних даних розрахувати значення $K = \frac{I}{I_{20}}$, I, I_{20} - значення анодного струму відповідно при деякій і

кімнатній (20°C), А.

2. Розрахувати значення I_T/I_{20} (див. табл.7.2)

3. Побудувати графічну залежність коефіцієнта підсилення диодної системи ФЕП від температури $K = f(T)$ (для $\lambda = 5460 \text{ Å}$)

4. Побудувати залежність відносного значення темного струму від температури

$$K_T = f(T).$$

5. Для кожної довжини хвилі побудувати на одному графіку залежність відносної величини фотоструму від температури $K = f(T)$.

6. На підставі аналізу отриманих залежностей визначити оптимальний температурний режим роботи ФЕП.

Контрольні запитання.

1. Які чинники впливають на емісію фотокатода?
2. Яка область застосування ФЕУ?
3. З якою метою застосовують охолодження ФЕУ?
4. Які існують засоби збільшення відношення сигнал\шум у схемах із фотопомножувачами?
5. Назвіть склад і призначення окремих частин експериментальної установки (за схемою). Методика проведення роботи.

Література

1. Чечик Н.О. и др. Электронные умножители. М.: Радио, 1957. 575 с.
2. Афанасьева О.В. и др. Температурные характеристики ФЕУ-79.- ПТЕ, 1970, №5, с.167-168.
3. Мандельштам С.Л. Введение в спектральный анализ. М.: Гостиздат, 1946. 248с.

Лабораторна робота № 8

ВИМІРЮВАННЯ ШУМОВИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРАНЗИСТОРНОГО НВЧ-ПІДСИЛЮВАЧА

Мета роботи: Визначити шумові характеристики транзисторного НВЧ – підсилювача методом двох відліків, розрахувати шумову температуру електронної системи.

Обладнання: Низькотемпературний генератор шуму (НГШ), хвилевідний перемикач, генератор шуму при кімнатній температурі, трьох каскадний транзисторний підсилювач з одним охолоджуваним каскадом, детекторна коаксіальна секція, цифровий вольтметр 1516, джерело живлення неохолоджуваних каскадів підсилення Б5-7, батареї живлення охолоджуваного каскаду підсилення, хвилеводи.

Загальні відомості

Внутрішній шум електронних підсилювачів, як відомо, обумовлений флуктуаціями напруг і струмів в активних приладах, а також електричними флуктуаціями в резисторах та активних складових комплексних опорів. Електричний шум в малошумних підсилювачах можна умовно розділити на тепловий, дробовий та надлишковий. Тепловий шум спостерігається в активних опорах (або активній складовій комплексних опорів), в напівпровідникових структурах і обумовлений спонтанним тепловим рухом носіїв заряду. Дробовий шум обумовлений дискретною природою носіїв заряду і характерний для електронно-вакуумних та напівпровідникових приладів. Надлишковий шум пов'язаний з великою групою флуктуаційних явищ, що мають місце в різних активних приладах. До цієї групи відносяться, зокрема, деякі різновидності генераційно-рекомбінаційних процесів у напівпровідникових активних приладах, процеси, пов'язані з теплообміном, модуляційні ефекти, обумовлені флуктуаціями густини носіїв та ряд інших явищ.

Для теплового шуму при виконанні умови $hf \ll kT$ (радіочастотне наближення), де h - стала Планка, k - стала Больцмана, f - робоча

частота, та при представленні активного опору R , як джерела шуму, генератором струму $I_{\text{тш}}$ з внутрішньою провідністю $1/R$ середній квадрат шумового струму

$$I_{\text{тш}}^2 = 4kT \frac{\Delta f}{R}, \quad (8.1)$$

де T – температура опору, К;

Δf – шумова (енергетична) смуга пропускання, Гц.

Середнє квадратичне значення струму дробового шуму визначається як

$$I_{\text{ДРШ}}^2 = 2qI_{\text{екв}} \Delta f, \quad (8.2)$$

де q – заряд електрона, Кл; $I_{\text{екв.}}$ – еквівалентний струм насиченого діода певного кола, А.

Наприклад, при розрахунках дробового шуму напівпровідникових приладів вважають $I_{\text{екв.}} = I$, де I – постійна складова сили струму, що проходить через р-п перехід.

При розрахунках та вимірюваннях параметрів шуму досить часто використовують поняття спектральної густини $S_x(f)$ для шуму $x(t)$. Спектральна густина теплових шумових струмів опору R при температурі T

$$S_I = \frac{4kT}{R} \quad (8.3)$$

Дробовий шум характеризується рівномірним спектром в широкому діапазоні частот, в якому використовуються електронні підсилювачі, аж до максимальної частоти. Характерним для надлишкового шуму є те, що його спектральна густина зростає зі зниженням частоти. $S_{\text{над.}} = \frac{A}{f^a}$, де a –

величина порядку одиниці. Частота, при якій інтенсивність цього шуму дорівнює інтенсивності теплового шуму, як правило, лежить в області кількох кілогерц. Інтенсивність надлишкового шуму (або флікер шуму) двох приладів одного й того ж типу, може відрізнитись в кілька разів, що обумовлено його зв'язком з тонкими деталями структури приладу, технологічний контроль за якими при виготовленні достатньо складний.

З рівняння (8.1) видно, що рівень теплового шуму може бути зменшений зниженням фізичної температури опору R . При цьому, вочевидь, необхідно враховувати також і температурні зміни величини опору. Температурна залежність дробового шуму визначається зміною значення I (рівняння (8.2)) при зміні фізичної температури активного елемента підсилювача. Температурні залежності надлишкового шуму вельми різноманітні. В ряді випадків зміна фізичної температури деяких активних приладів може привести до збільшення інтенсивності цього шуму, в той час, коли для інших – до зниження.

Існує досить багато характеристик, які з різним ступенем повноти відображають шумові властивості підсилювальних пристроїв. По перше, в

інженерній практиці часто використовують параметри, які являють собою абсолютні значення ЕРС або потужності (нормовані до вхідного сигналу) власного шуму підсилювачів. По-друге, широко використовуються відносні та абсолютні еквівалентні параметри, такі як коефіцієнт шуму Π і температура шуму $T_{ш}$. Не зупиняючись на використанні характеристик першої групи, розглянемо визначення деяких параметрів другої групи. Розрізняють інтегральний (середній) та диференціальний (локальний) коефіцієнти шуму, які характеризують шумові властивості системи “джерело сигналу – підсилювач”. В загальному вигляді інтегральний коефіцієнт шуму

$$\Pi = \frac{\left(\frac{P_c}{P_{ш}} \right)_{ex}}{\left(\frac{P_c}{P_{ш}} \right)_{вх}}, \quad (8.4)$$

де відношення потужностей сигналу P_c та шуму $P_{ш}$ для деякої довільної смуги частот Δf на вході підсилювача порівнюється з відношенням цих же величин в тій самій смузі частот. Загальне співвідношення для диференційного коефіцієнта має вигляд, як і (8.4), але величини, що входять в формулу, визначаються для вузької (в ідеалі – нескінченно вузької) смуги df поблизу середньої частоти f . Співвідношення (8.4) для диференційного коефіцієнта шуму можна записати у вигляді:

$$\Pi = I + \frac{P_{ш}}{k_p P_{ш0}}, \quad (8.5)$$

де $P_{ш}$ – потужність власного шуму на виході підсилювача в смузі;

$P_{ш0}$ – потужність теплового шуму опору R_0 в тій же смузі частот;

k_p – фактичний коефіцієнт підсилення по потужності підсилювача на середній частоті смуги df .

Для радіочастотного (Релея-Джонса) наближення справедливі рівності $P_{ш0} = S_0 df$ та $S_0 = 4kT_0$, підставляючи котрі в рівняння (8.5) отримаємо нормальну форму запису для диференційного коефіцієнта шуму.

Не зважаючи на значну поширеність нормального коефіцієнта шуму, його недоліком є низька наглядність у тих випадках, коли рівень власного шуму підсилювача низький (тобто, $\frac{P_{ш}}{P_{ш0}k_p} \ll I$). В якості шумового параметру в цих випадках використовують еквівалентну температуру шуму:

$$T_{ш} = T_0(\Pi - I), \quad (8.6)$$

де $T_0 = 293$ К – стандартна температура.

До переваг цього параметру відносяться його адитивність, а також незалежність значення від температури опору R_0 . Виходячи з поняття температури шуму, зручно ввести коефіцієнт зниження рівня шуму $K_{ш}$,

визначаючи його як відношення значень температури шуму пристрою, що працює при $T = T_0$ та при $T < T_0$:

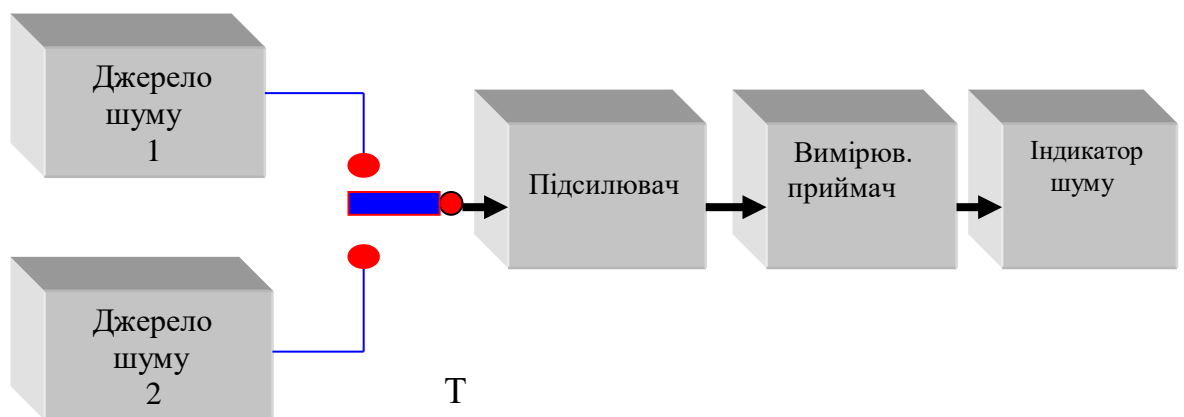
$$K_{зи} = \frac{T_{ш1}}{T_{ш2}}, \quad (8.7)$$

де $T_{ш1,ш2}$ – температури шуму підсилювача при його робочих температурах $T = T_0$ та $T < T_0$ відповідно.

Значення $K_{зи}$ безпосередньо характеризує вигреш, який досягається при охолодженні.

При вимірюванні коефіцієнта шуму використовують кілька методів, що мають різні похибки та відрізняються приладами, що використовуються. Найбільш простим методом є метод двох відліків. Його суть полягає в порівнянні шумів на виході пристрою, чутливість якого вимірюється при почерговому вмиканні до його входу двох джерел “білого” шуму з різними відомими температурами T_1 та T_2 .

Структурна схема вимірювання шумової температури методом двох відліків.



При вмиканні до схеми за допомогою перемикача джерела шуму при стандартній температурі, індикатор реєструє потужність шумів від навантаження та від приймача A_1 , яка відповідно (8.1) пропорційна $kT_0\Delta f + kT_{екв.}\Delta f$, і яку можна записати за показами приладу A_1 (індикатора шуму з цифровим чи стрілочним вольтметром):

$$A_1 B = T_0 + T_{екв.}, \quad (8.8)$$

де B - коефіцієнт, що включає в себе параметри схеми вимірювань та фізичні константи. В рівнянні (8.8) невідомими є B та $T_{екв.}$, для визначення яких виконується другий відлік та визначається покази A_2 для приєднаного до схеми холодного джерела шуму:

$$A_2 B = T + T_{екв.}, \quad (8.9)$$

де T – температура, до якої охолоджене джерело шуму, К.

Розв’язуючи систему рівнянь (8.8) та (8.9), отримаємо:

$$T_{екв.} = \frac{T_0 - T_n}{n-1}, \quad (8.10)$$

де $n = \frac{A_1}{A_2}$ - відношення показів приладу при першому та другому відліках.

Досягнуті до цього часу значення шумової температури для підсилювачів різних типів ілюструється в таблиці 8.1.

Таблиця 8.1

Тип підсилювача	Частота, Гц	Шумова температура, К.
Транзисторні	$5 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^2 - 8 \cdot 10^3$
Транзисторні (охладжувані)	$5 \cdot 10^4 - 10^8$	$80 - 2 \cdot 10^2$
На тунельних діодах	$10^6 - 10^7$	$8 \cdot 10^3$
На тунельних діодах (охладжувані)	$10^6 - 10^7$	$8 \cdot 10^2$
Параметричні	$10^5 - 5 \cdot 10^7$	$10 - 3 \cdot 10^2$
Параметричні (охладжувані)	$10^5 - 5 \cdot 10^7$	$4 - 70$
Кріотронні	$5 \cdot 10^6 - 10^7$	$10^{-2} - 4$
На ефекті Джозефсона	$10^4 - 10^5$	$10^{-6} - 10^{-2}$

Аналіз показує, що значення досягнутої температури шуму для малошумних підсилювачів перевищує відповідні мінімальні значення $T_{ш}$.

Опис експериментальної установки

Установка зібрана у відповідності з наведеною вище структурною схемою вимірювань $T_{ш}$ за методом двох відліків. У якості індикатора потужності шуму використовується детекторна коаксіальна секція, котра вмикається до цифрового чи стрілочного вольтметра. Досліджуваним приймачем є охолоджуваний транзисторний підсилювач (ОТрП), а підсилювачем сигналу служить двохкаскадний неоохолоджуваний транзисторний підсилювач (ТрП). Для розв'язки підсилювачів використані феритові вентиля. Загальне підсилення близько 60 дБ. Живлення ТрП - 9В - подається з блоку живлення Б 5-7, а живлення ОТрП - 1.4 В - здійснюється за допомогою батареї елементів "БАКЕН".

Порядок виконання роботи

1. Перевірити відповідність електричної схеми - структурній схемі методу; перевірити та приєднати шнури живлення.
2. Відгвинтити гайку, котра закриває заливний отвір низькотемпературного генератора шуму, та за допомогою заливної лійки і залити НГШ рідким азотом, до переливання.
3. Ввімкнути джерело живлення Б 5-7 на 9 В та вольтметр Щ1516.

4. Виконати вимірювання методом двох відліків, перемикаючи вхід ОТрП хвилевідним перемикачем з холодного навантаження на тепле.
5. Залити рідким азотом внутрішній об'єм пінопластового термостата, в процесі заохолоджування ОТрП вести спостереження за змінами характеристики потужності на індикаторі.
6. Після закінчення бурхливого википання рідкого азоту, яке свідчить про те, що температура ОТрП змінюється в процесі заохолоджування, виконати вимірювання по п.4. Температуру ОТрП внаслідок втрат від теплопровідності стінки термостата, приймати рівною 80 К.
7. По закінченню вимірювань вимкнути живлення ТрП та ОТрП, вимкнути вольтметр.

Обробка експериментальних даних

1. Визначити за формулою (8.10) еквівалентні шумові температури системи при температурі ОТрП, що дорівнює кімнатній та при азотній температурі.
2. За допомогою формули (8.6) визначити для обох значень шумових температур коефіцієнт шуму та перерахувати його в децибелах.
3. За формулою (8.7) визначити коефіцієнт зниження шуму даної системи при охолодженні ОТрП від кімнатної (~ 293 К) до азотної (~ 77 К).
4. Зробити висновки про доцільність охолодження транзисторних підсилювачів до низьких температур.

Контрольні запитання

1. Чим обумовлений внутрішній шум електронних підсилювачів?
2. Методи зниження різноманітних видів внутрішнього шуму.
3. Як залежать тепловий, дробовий та надлишковий шуми від температури?
4. В яких випадках доцільно здійснювати охолодження працюючих підсилювачів?
5. Які характеристики шумових властивостей підсилювачів вам відомі та в яких випадках вони використовуються?
6. Метод експерименту, його структурна схема та складові частини експериментальної установки.

ЛІТЕРАТУРА

1. Пащенко Е.Г., Пожаров А.М., Тихонов В.В. Криогенная электроника в морском оборудовании. Л.: Судостроение, 1980. 223с.
2. Алфеев В.Н. Радиотехника низких температур. М.: Сов. Радио, 1966. 368с.

Визначення критичних полів керамічного надпровідника

Мета роботи: Вивчити основи термодинаміки надпровідного стану; визначити критичні поля для високотемпературної ітрієвої кераміки.

Обладнання: тонкий циліндричний Дьюар з намотаним на ньому соленоїдом, вимірювальна котушка на жорсткому каркасі з отвором для зразка, джерело струму, амперметр, вольтметр, балістичний гальванометр, додатковий опір, вимикач.

Короткі теоретичні відомості

З теорії братів Лондонів випливає, що намагніченість надпровідника залежить лише від значень магнітного поля та температури, а не від послідовності впливу цих зовнішніх умов. Це означає, що не залежно від наявності зовнішнього магнітного поля надпровідний перехід в термодинамічному розумінні являється оборотним. Тому розглянемо надпровідник з точки зору термодинаміки, використовуючи температуру і напруженість магнітного поля як термодинамічні змінні. Будемо досліджувати вплив прикладеного поля на вільну енергію надпровідного зразка, оскільки для будь-якої системи стабільним являється стан з найнижчим значенням вільної енергії.

Для того, щоб можна було знехтувати впливом розмагнічуючих ефектів, розглянемо зразок у формі видовженого циліндра. Коли температура зразка вища за температуру переходу до надпровідного стану T_c , вільна енергія Гіббса на одиницю об'єму у відсутності зовнішнього магнітного поля ($H_a=0$) рівна $G_n(T,0)$. Зменшивши температуру зразка до деякого значення нижче T_c (при $H_a=0$), отримаємо більш низьке значення гіббсовської вільної енергії в надпровідному стані $G_s(T,0)$.

Після прикладення зовнішнього магнітного поля напруженістю H_a паралельно осі циліндра, якщо матеріал отримує намагніченість I , вільна енергія одиниці об'єму зміниться на величину

$$\Delta G(H_a) = \mu_0 \int_0^{H_a} I dH_a, \quad (9.1)$$

де $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$ - магнітна стала, а значення інтегралу визначається як площа під кривою намагнічування.

Значення вільної енергії зменшиться, якщо намагніченість додатна, тобто співпадає за напрямом з прикладеним магнітним полем.

В надпровіднику, прикладення магнітного поля приводить до від'ємного намагнічування, яке знищує створений прикладеним полем магнітний потік; так що $I = -H$. Тому вільна енергія надпровідника, що припадає на одиницю об'єму зростає до

$$G_s(T, H) = G_s(T, 0) + \mu_0 \int_0^{H_a} |I| dH_a \quad (9.2)$$

Оскільки фактично $|I| = H$,

$$G_s(T, H) = G_s(T, 0) + \mu_0 \frac{H_a^2}{2}, \quad (9.3)$$

тобто, вільна енергія надпровідника в магнітному полі зростає завдяки намагніченості.

Так як нормальний (не надпровідний) стан, власне, не магнітний і набуває в зовнішньому магнітному полі незначну намагніченість, якою можна знехтувати, можна стверджувати, що зовнішнє поле збільшуючи вільну енергію надпровідного стану, не змінює вільної енергії нормального стану. Якщо в достатній мірі збільшити магнітне поле, вільна енергія надпровідного стану перевищить вільну енергію нормального стану і матеріал перейде (у відповідності з принципом мінімуму енергії) в нормальний стан. Це трапиться, коли $G_s(T, H)$ стане більшою ніж $G_n(T, 0)$, що з врахуванням рівняння (9.3) приведе до

$$\mu_0 \frac{H_a^2}{2} > [G_n(T, 0) - G_s(T, 0)] \quad (9.4)$$

Таким чином, з термодинамічних міркувань можна отримати максимальну напруженість магнітного поля H_c в якому надпровідний матеріал зберігає надпровідність:

$$H_c(T) = \frac{2}{\mu_0} [G_n(T, 0) - G_s(T, 0)] \quad (9.5)$$

Це значення H_c залежить від температури, при якій надпровідник залишається в надпровідному стані; така залежність зображається за допомогою графіка (рис. 9.1), який можна назвати фазовою діаграмою надпровідника. Будь-яка точка, що знаходиться під кривою, відповідає

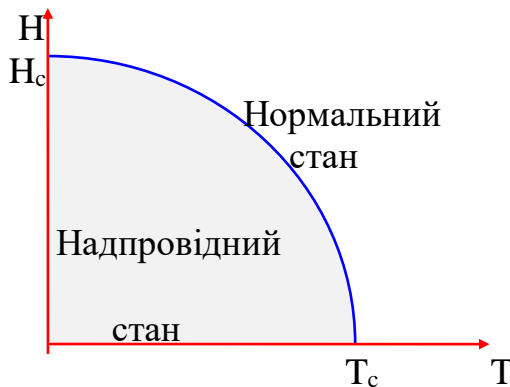


Рис 9.1. Фазова діаграма надпровідника першого роду

певним значенням температури та напруженості магнітного поля, при яких зразок знаходиться в надпровідному стані. Перехід зразка до нормального стану може здійснюватись трьома способами: підвищенням температури, збільшенням величини магнітного поля або змінюючи ці величини одночасно. Для різних надпровідників фазові діаграми мають різний вигляд, але, як було

експериментально встановлено, зміни напруженості магнітного поля при зміні температури мають характер квадратичної залежності і криві критичних полів досить добре апроксимуються за формулою

$$H_c = H_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right], \quad (9.6)$$

де H_0 - критичне поле при абсолютному нулі; T_c - температура надпровідного переходу. Все вище сказане стосується так званих надпровідників першого роду. Згідно з класифікацією А.А. Абрикосова, всі надпровідники поділяються на дві групи у відповідності з параметром Гінзбурга-Ландау (χ):

якщо $\chi < 0.71$ - поверхнева енергія позитивна (надпровідник I роду)

якщо $\chi > 0.71$ - поверхнева енергія від'ємна (надпровідник II роду).

Параметр Гінзбурга-Ландау можна записати як відношення глибини проникнення λ до довжини когерентності ξ .

$$\chi = \frac{\lambda}{\xi} \quad (9.7)$$

Довжина когерентності ототожнюється з розміром електронної пари та має порядок величини

$$\xi \sim 10^{-6} \text{ м.}$$

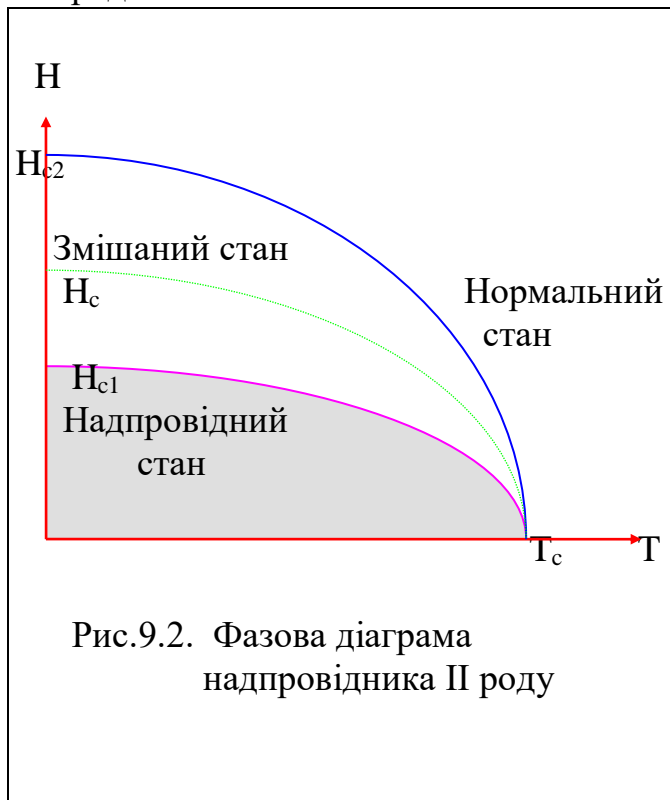


Рис.9.2. Фазова діаграма надпровідника II роду

В сплавах та металах, що мають домішки довжина когерентності менша ніж в чистих металах, а значення χ відповідно більше і звичайно перевищує 0.71, тобто ці матеріали відносяться до надпровідників II роду, як і ті зразки, що досліджуються в даній роботі. Коли зовнішнє магнітне поле прикладене до надпровідника II роду, для нього може статись більш енергетично вигідним перейти до змішаного стану (рис.9.2)

Речовина в змішаному стані характеризується наявністю суміші з невеликих за розмірами надпровідних та нормальних областей, границі між якими орієнтовані в напрямі зовнішнього поля. Кількісне співвідношення між цими областями обумовлене намаганням системи перейти до стану з мінімальною вільною енергією, і тому такий перехід

надпровідника II роду до змішаного стану може статися лише при певній мінімальній напруженості прикладеного поля, яка називається нижнім критичним полем H_{c1} . Нагадаємо, що H_c в надпровіднику I роду - це поле, при якому магнітна вільна енергія надпровідника зростає настільки, що для надпровідника стає енергетично вигідним перейти до нормального стану (див. рис.9.1). Однак, надпровідник II роду, що перебуває в змішаному стані в зовнішньому магнітному полі має нижче значення вільної енергії, чим ідеально діамagnetний надпровідник першого роду. Напруженість магнітного поля, до якого може зберігатись змішаний стан, називають верхнім критичним полем H_{c2} .

Якщо до надпровідника II роду прикласти зовнішнє магнітне поле $H_a < H_{c1}$ (при $T < T_c$), він буде поводити себе точно так, як і надпровідник I роду, тобто, виявляє ідеальний діамagnetизм та намагніченість, що дорівнює $-H_a$. Коли напруженість магнітного поля досягає величини H_{c1} , на поверхні утворюються нормальні серцевини оточені вихорами, що розповсюджуються по всьому матеріалу. Пронизуючий вихори магнітний потік співпадає по напрямку з потоком, утвореним зовнішнім магнітним полем, так що потік у матеріалі вже не дорівнює нулю, а намагніченість зростає в межах між H_{c1} і H_{c2} . Кількість заповнюючих зразок вихорів визначається їх відштовхуванням один від одного. Число нормальних серцевин на одиницю площі при даній напруженості зовнішнього поля таке, що зв'язане з існуванням кожної недіамagnetної серцевини зниження вільної енергії матеріалу врівноважується взаємним відштовхуванням вихорів. Із зростанням напруженості прикладеного поля збільшується густина нормальних серцевин, внаслідок чого, зростає середня густина потоку в матеріалі, а намагніченість плавно знижується із зростанням H_a . Поблизу верхнього критичного поля H_{c2} значення густини потоку і намагніченості змінюється лінійно в залежності від напруженості зовнішнього поля.

При досягненні H_{c2} відбувається розрив похідної густини потоку, а при збільшенні поля вище H_{c2} матеріал знаходиться у нормальному стані з густиною магнітного потоку, яка дорівнює $\mu_0 H_a$.

Опис експериментальної установки

До складу установки для дослідження критичних полів надпровідних матеріалів (рис.9.3) входить циліндричний дьюар 2, розміщений всередині каркасу 1, на поверхні якого намотаний соленоїд 6 (товщина проводу d_1 ; кількість витків n_1 ; довжина обмотки L_1). Живлення соленоїду 6 здійснюється за допомогою регульованого джерела постійного струму 12, у коло живлення вмикаються амперметр постійного струму 10 і вольтметр 11, а також вимикач 9. Надпровідний циліндричний зразок 5 розміщується всередині корпусу 3, який виготовлено з фторопласту, а на поверхні

намотана вимірювальна котушка 4 (товщина проводу d_2 ; кількість витків n_2 ; довжина намотки L_2), виходи якої через додатковий опір 8 з'єднані з балістичним гальванометром 7. Каркас вимірювальної котушки має такі розміри, що дозволяє легко опускати його всередину дьюара.

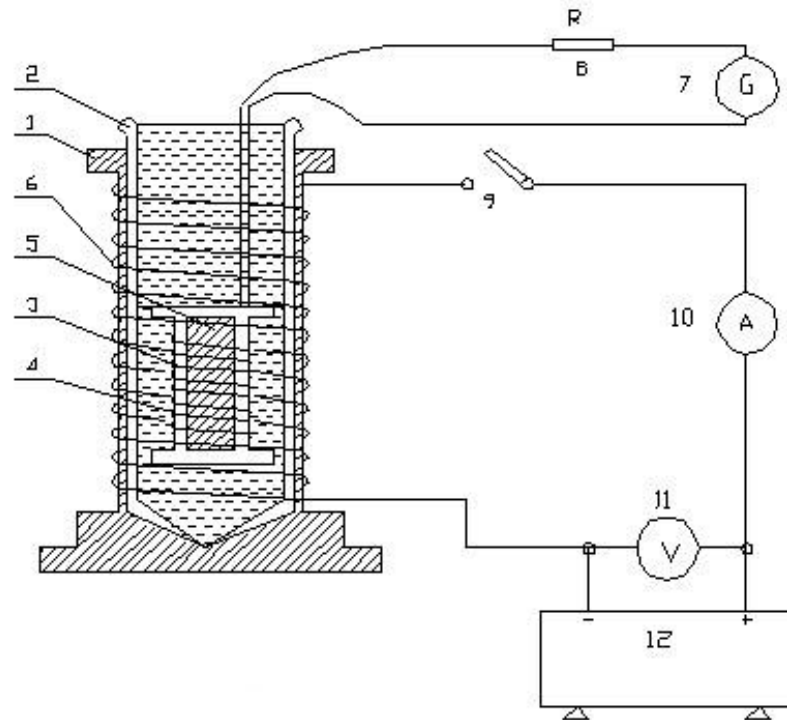


Рис. 9.3. Схема експериментальної установки.

Порядок виконання роботи

1. Познайомитися з підрозділами 9.1. та технічним описом роботи балістичного гальванометра (або мікروهберметра).

2. Розрахувати значення напруженості магнітного поля соленоїда в точці відповідній центру зразка, при різних значеннях струму живлення (за завданням викладача) по формулі

$$H = 2 \frac{2\pi n_1 I}{10L_1} \left(\frac{Z_1}{\sqrt{Z_1^2 + R^2}} + \frac{Z_2}{\sqrt{Z_2^2 + R^2}} \right), \quad (9.8)$$

де n_1 - кількість витків соленоїда; L_1 - довжина намотки; R - радіус намотки; Z_1 і Z_2 - відстані від кінців намотки до точки, в якій визначається поле.

Результати вимірів занести в таблицю.

Залежність напруженості магнітного поля від струму (по формулі (9.8))

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
I, A														
$H, A/m$														

3. Подати живлення на соленоїд (в відсутність кріоагента і при вимкненому гальванометрі) та визначити напруженість (за допомогою вольтметра на блоці живлення) при відповідних значеннях струму.

4. Залити дьюар кріоагентом (рідким азотом), дотримуючись правил техніки безпеки. Після закінчення інтенсивного википання долити посуд доверху.

5. При розімкнутому вимикачі виставити живлення соленоїда, відповідне значенню поля $H_a = 400$ А/м в області розміщення зразка, використовуючи для відліку вольтметр.

6. В момент замикання вимикача зробити відлік по шкалі гальванометра (він має бути пропорційний магнітному потоку B^+ в зразку). Такий же відлік зробити в момент розімкнення вимикача і відмітити показ гальванометра, відповідний потоку B^- . Для ідеального надпровідника $B^+ = B^-$, у випадку неідеального матеріалу різниця цих значень пропорційна величині захопленого потоку.

7. Повторити п.5 кілька разів, змінюючи значення зовнішнього поля з кроком 400 А/м.

8. Повторити вимірювання по пп.5-6 на зворотному ходу, тобто при зменшенні поля.

9. Зробити кілька відліків значень B^+ і B^- у відсутності зразка для отримання фонового відхилення θ , обумовленого магнітним потоком, який утворюється зовнішнім полем у ненадпровідному дроті вимірювальної котушки.

Обробка експериментальних даних

1. Побудувати залежності $B^+ = f(H_a)$ для прямого і зворотного ходу (B^+ -у відносних одиницях).

2. Побудувати залежності $|B^+| - |B^-| = f(H_a)$ для прямого і зворотного ходу.

3. Визначити (з урахуванням фонового відхилення) з отриманих залежностей значення критичних полів H_{c1} і H_{c2} .

4. Зробити висновки про динаміку надпровідного переходу, звернувши увагу на магнітний гістерезис.

Контрольні запитання

1. Явище надпровідності, його природа та пояснення.
2. Надпровідники I -го та II-го роду, відмінності між ними.
3. Поняття критичного поля надпровідника.
4. Установка та методика виконання експерименту.

Література

1. Беляков В.П. Криогенная техника и технология. М.:Энергоиздат, 1982. 272с.
2. Бондаренко С.И., Шеремет В.И. Применение сверхпроводимости в магнитных измерениях. Л.:Энергоатомиздат, 1982. 132с.
3. Волков А.Ф., Заварицкий Н.В., Надь Ф.Я. Электронные устройства на основе слабосвязанных сверхпроводников. М.:Сов.радио, 1978. 136с.
4. Криогенные системы: Учеб. для вузов по курсу “Криогенная техника” /А.М.Беляков, Е.И.Микулин и др. М.:Машиностроение, 1987. 536с.
5. Менде Ф.Ф., Бондаренко И.Н., Трубицын А.В. Сверхпроводящие и охлаждаемые резонансные системы. К.: Наук. думка, 1976. 272 с.
6. Скородумов С.А., Обоишев Ю.П., Синцова Л.Г. Измерение величин магнитных полей при сверхнизких температурах. Л.: Энергоатомиздат, 1987. 160с.
7. Справочник по физико-тезническим основам криогеники / Под ред. М.П. Малкова. М.: Энергоатомиздат, 1985. 432 с.
8. Техника низких температур: Сб. науч. тр. К.: Наук.. думка, 1979. 134 с.
9. Физика конденсированного состояния / Б.И. Веркин, И.М. Дмитренко, В.В. Еременко и др. К.: Наук. думка, 1985. 280с.
10. Эдельман В.С. Вблизи абсолютного нуля. М.:Наука. Гл.ред. физ.-мат. лит., 1983. 176 с.

Додаткова задача

(За завданням викладача)

Обчислити роботу, що виконується при виштовхуванні магнітного поля із циліндричного зразка, використовуючи експериментальні дані про критичні поля.

Якщо живлення соленоїда здійснюється постійним струмом I , індукція поля, що створюється ним

$$B = \mu_0 \frac{n}{L} I \quad (9.9)$$

де n -кількість витків; L - довжина соленоїда (тут приймається довжина соленоїда рівна довжині зразка, а радіус його намотки близький до радіуса зразка), m ; I - сила струму, A .

Коли при зовнішньому полі що дорівнює H_k , зразок переводиться з нормального до надпровідного стану, поле всередині зразка завдяки ефекту Мейснера знижується до нуля, тобто, магнітний потік Φ змінюється в часі. Тому з'являється ЕРС індукції $U = -n \frac{d\Phi}{dt}$. Якщо протягом деякого часу підтримувати струм I в соленоїді, ця ЕРС виконає роботу

$$A = \int_0^r UI dt = -In \int_0^r \frac{d\Phi}{dt} = In(\Phi_n - \Phi_s) \quad (9.10)$$

Внаслідок ефекту Мейснера різниця потоків в нормальному та надпровідному станах

$$\Phi_n - \Phi_s = B_k \pi r_0^2, \quad (9.11)$$

де B_k - індукція критичного поля, Тл; r_0 - радіус циліндричного зразка.

При цьому нехтуємо глибиною проникнення λ . Тепер підставляючи значення сили струму з (9.9) в (9.10) з врахуванням формули об'єму зразка, отримаємо,

$$A = B_k^2 L \frac{\pi r_0^2}{\mu_0} = B_k^2 \frac{V}{\mu_0}. \quad (9.12)$$

Лабораторна робота № 10

ДОСЛІДЖЕННЯ КВАНТУВАННЯ МАГНІТНОГО ПОТОКУ ЗА ДОПОМОГОЮ МАЯТНИКА МЕЙСНЕРА

Мета роботи - спостерігати ефект Мейснера;

вивчити

умови квантування магнітного
потoku в надпровідниках

Устаткування: установка для вивчення

надпровідності;

посудина криогенна; помпа

форвакуумна; регульоване джерело

постійного струму;

мікровеберметр; мілівольтметр

постійного струму.

Теоретичні відомості

Одне з основних положень квантової фізики полягає в тому, що цілий ряд фізичних величин, таких як енергія, імпульс і інші, у певних умовах квантуються, тобто приймають тільки дискретні значення. Донедавна вважалося, що квантування стосується тільки мікросвіту, тобто властиво процесам, що відбуваються на атомарному рівні. Дійсно, при дослідженні макроскопічних об'єктів маємо справу з величезною кількістю частинок і, хоча поведінка кожної окремої частинки описується законами квантової фізики, у цілому квантування фізичних величин у зразку не виявляється через хаотичний, тепловий рух частинок, який маскує квантові закономірності. Проте вивчення деяких низькотемпературних явищ показало, що існує можливість

макроскопічного квантування, тобто квантування величин, що характеризують макроскопічні об'єкти.

Розглянемо в зв'язку з цим особливості протікання струму в надпровіднику на прикладі масивного кільця з надпровідного матеріалу. На відміну від нормального провідника, у якому внаслідок теплових утрат наведений електричний струм швидко загасає, у надпровідному кільці за певних умов струм стає незагасаючим. На перший погляд це легко пояснити тим фактом, що електричний струм у надпровіднику не зазнає будь-якого опору і джоулеві втрати при цьому відсутні, тобто електрони не витрачають свою енергію і можуть як завгодно довго рухатися в надпровідному кільці. Проте експериментальний факт незатухаючого електричного струму в надпровідному кільці цілком незрозумілий із позицій класичної фізики. Справа в тому, що рух електронів провідності не є рівномірним і прямолінійним; електрони рухаються по колу і зазнають доцентрового прискорення, а прискорений рух електричного заряду завжди супроводжується випромінюванням електромагнітних хвиль. Таким чином, навіть при відсутності теплових утрат поступова витрата енергії на випромінювання повинна була б призвести до загасання струму в кільці. Існуюча невідповідність теорії та експерименту вирішується таким же способом, як і при поясненні планетарної моделі атома, тобто, за допомогою законів квантової фізики. Але якщо при вивченні властивостей атома маємо справу з квантуванням у мікросвіті, яке не можемо спостерігати безпосередньо, то надпровідність дає приклад квантування макроскопічної величини - сили струму. Іншими словами, у надпровідному кільці можна спостерігати гігантський по своїх масштабах квантовий ефект.

Виявляється, сила струму в надпровідному кільці не може змінюватися безупинно і приймати будь-яке значення. Для всього електронного колективу, що рухається в кільці, виникає гігантська борівська орбіта. А оскільки струм надпровідності пов'язаний із магнітним полем, буде квантуватися і магнітний потік через перетин кільця: $\Phi' = n\Phi_0$ (де n - ціле число, а Φ_0 - деяка мінімальна порція, квант магнітного потоку), для визначення якого розглянемо рух електронів у надпровідному кільці. За аналогією з електронними хвильовими функціями атома і тут повинно виконуватися правило квантування Бора -Зоммерфельда

$$\oint_L \mathbf{p}_s d\mathbf{l} = nh, \quad (10.1)$$

де L - контур інтегрування, що проходить усередині кільця на глибині, більшій глибини проникнення (рахуючи від внутрішньої поверхні кільця); \mathbf{p}_s - узагальнений імпульс електронної куперовської пари, що є носієм струму в надпровіднику, Н с; l - дугова координата, $n = 1, 2, 3, \dots$; h - постійна Планка.

Узагальнений імпульс частинки при її русі в магнітному полі

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v} + q\mathbf{A}, \quad (10.2)$$

де m , v і q - відповідно маса, швидкість і заряд частинки; A - векторний потенціал, пов'язаний із густиною магнітного потоку B і густиною струму j співвідношеннями

$$\text{rot} A = B \text{ та } \nabla^2 A = -\mu_0 j \quad (10.3)$$

Для куперовської пари електронів узагальнений імпульс

$$p_s = 2(m_e v_s + eA), \quad (10.4)$$

де m_e , v_e і e - відповідно маса, швидкість руху та заряд електрона.

Підставляючи (10.4) у (10.1), отримаємо

$$2m_e \oint_l v_s dl + 2e \oint_l A dl = nh \quad (10.5)$$

Якщо скористатися виразом, що зв'язує густину струму надпровідності j_s із швидкістю руху куперовських пар v_s , $j_s = 2n_s e v_s$, де n_s - густина куперовських пар, то можна записати

$$\frac{m_e}{n_s e^2} - \oint_l j_s dl + 2e \oint_l A dl = nh \quad (10.6)$$

Оскільки $B = \text{rot} A$, контурний інтеграл від A дорівнює інтегралу від B по поверхні S , що спирається на контур L , тобто

$$\oint_l A dl = \iint_s B ds = \Phi \quad (10.7)$$

(Φ - магнітний потік, що пронизує контур, Вб); звідси

$$\frac{m_e}{n_s e^2} - \oint_l j_s dl + \Phi = \frac{nh}{2e} = n\Phi_0, \quad (10.8)$$

де Φ_0 - квант магнітного потоку, $\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Вб}$.

Ліва частина отриманого Лондоном співвідношення (10.8) зветься флюксоїд. Очевидно, що магнітний потік Φ через кільце може приймати тільки цілочисельні значення, коли інтеграл у (10.8) дорівнює нулю, а в більш загальному випадку ($\oint j dl \neq 0$) квантується не магнітний потік, а флюксоїд.

Замкнутий надпровідний контур, наприклад кільце, характеризується важливою із погляду практичного застосування властивістю, що є наслідком його нульового опору і за допомогою котрого можна експериментально перевірити ефект квантування магнітного потоку. Ця властивість полягає в тому, що повний магнітний потік, що пронизує замкнутий контур із нульовим опором, не може змінитися доти, поки опір контуру залишається рівним нулю. Якщо до надпровідної кільця площею S , що охолоджене до $T < T_{кр.}$ прикладене однорідне магнітне поле з густиною потоку B_a , то потік, що пронизує кільце, буде $\Phi = B_a S$. Якщо ж тепер прикладене поле змінить своє значення, то за

законом Ленца в кільці будуть індуковані і циркулюватимуть струми таким чином, щоб створити усередині кільця потік, що прагне компенсувати зміну потоку, викликану зміною величини прикладеного поля. При зміні поля виникає ЕРС $E = -S \frac{dB_n}{dt}$ і індукований струм i можна визначити з виразу

$$-S \frac{dB_a}{dt} = Ri + L \frac{di}{dt}, \quad (10.9)$$

де R і L - відповідно повний опір (Ом) та індуктивність кільця (Гн),

$$L = \mu_0 \frac{D}{2} \ln \frac{D}{be^2}, \quad (10.10)$$

де $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\Gamma_H}{M}$ - магнітна постійна; D - внутрішній діаметр кільця, м; b - ширина кільця, м; $e = 2,74$ - основа натурального логарифму. Площа контуру

$$S = \frac{\pi D^2}{4} + \pi D \lambda, \quad (10.11)$$

де λ - глибина проникнення.

У звичайному контурі наведені струми швидко загасають, і пронизуючий його потік приймає нове значення. У надпровідному контурі $R = 0$, і вираз (10.9) спрощується:

$$-S \frac{dB_a}{dt} = L \frac{di}{dt} \quad (10.12)$$

відкіля

$$B_a S + Li = const \quad (10.13)$$

Оскільки ліва частина рівняння (10.13) являє собою повний магнітний потік, що пронизує контур, очевидно, що при зміні прикладеного магнітного поля в контурі індується струм, котрий створює потік, що компенсує цю зміну. Таким чином, якщо замкнутий надпровідний контур охолоджувати в зовнішньому магнітному полі, прикладеному перед початком охолодження, до температури його надпровідного переходу і нижче, замкнутий усередині контуру потік зберігає постійну величину не залежно від змін поля. З іншого боку, якщо той же контур охолоджувати у відсутність початкового магнітного потоку усередині контуру, а по досягненні $T < T_{кр.}$ прикласти зовнішнє поле, то сумарний внутрішній потік залишиться рівним нулю, незважаючи на наявність зовнішнього поля. Якщо кільце з надпровідного матеріалу переходить у надпровідний стан при включеному магнітному полі, магнітний потік усередині контуру після точки переходу буде залишатися незмінним і рівним $n\Phi_0$. При подальшій зміні індукції B зовнішнього поля, спрямованого перпендикулярно до площини кільця, потік змінюватися не буде внаслідок виникнення струму, що змінюється пропорційно індукції: .

$$I = \frac{\Delta BS}{L} \quad (10.14)$$

Розглянемо як приклад довге порожнисте тіло, зображене на рис.10.1

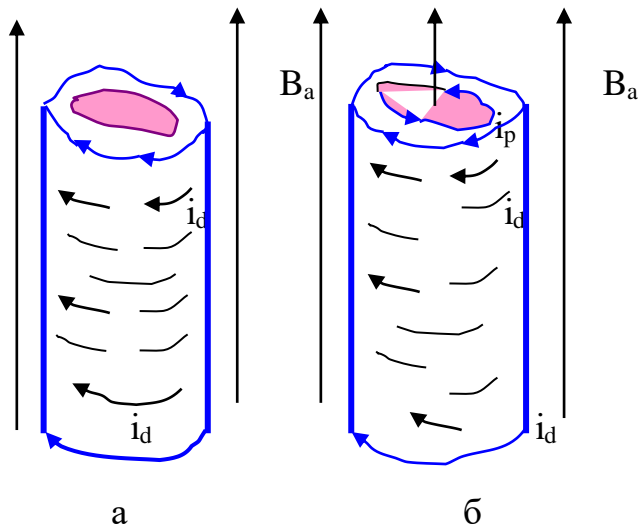


Рис. 10.1. Порожнистий надпровідник

Припустимо, що воно охолоджено до $T < T_{кр.}$ у відсутність зовнішнього магнітного поля, а після охолодження до нього прикладене магнітне поле з густиною потоку B_a (рис. 10.1, а). Внаслідок ефекту Мейснера густина потоку усередині надпровідного матеріалу повинна бути рівна нулю. Ідеальний діамagnetизм надпровідного матеріалу обумовлений індукційними струмами i_d , що циркулюють по його зовнішній поверхні і створюють магнітний потік, що компенсує потік у товщі матеріалу надпровідника. У той же час створений цими діамagnetними екрануючими струмами потік знищує також і магнітний потік, утворений прикладеним полем, у порожнині, так що сумарний магнітний потік у ній теж дорівнює нулю.

Вважатимемо тепер, що магнітне поле прикладене до того, як тіло охолонуть до $T < T_{кр.}$ (рис. 10.1, б). Якщо до охолодження магнітний потік проходив як через матеріал, так і крізь порожнину, при температурі нижче температури надпровідного переходу речовина стане ідеальним діамagnetиком, але потік у порожнині збережеться, незважаючи на його відсутність у тілі. Створений за допомогою діамagnetних поверхневих струмів i_d потік, що компенсує магнітний потік у товщі матеріалу надпровідника, повинний був би знищити його й у порожнині, але існування магнітного потоку в порожнині обумовлено циркулюючими у протилежному напрямку по периферії порожнини струмами i_p . Таким чином, магнітний потік крізь порожнину надпровідника завжди пов'язаний із струмами, що циркулюють на межі між цією областю і надпровідником. Товщина приграничного прошарку, у якому течуть екрануючі струми

називається глибиною проникнення λ - (близько 10^{-7}м) і відрізняється для різних матеріалів.

Опис експериментальної установки

На рис. 10.2 схематично зображена конструкція експериментальної установки для дослідження квантування магнітного потоку. На вакуумній панелі 4 у нижній її частині закріплена теплоізольована камера I для кріоагенту, обладнана магістраллю 3 заливання кріоагенту із дьюара (не показано), а на верхній площині на прокладках із вакуумної гуми розміщений скляний вакуумний ковпак 10, внутрішній простір якого може бути вакуумовано через відкачну магістраль 14, обладнану вентилем 13 і напускатчем 16, за допомогою вакуумного насоса 15 марки 2НВР-5Д. Вакуум у просторі під ковпаком 10 реєструється за вакуумметром II типу ВТП-160. Для забезпечення можливості вакуумування парового простору в камері I відкачна магістраль 14 сполучена з нею магістраллю 17 із запірним вентилем. Крізь вакуумну панель 4 із камери I із кріоагентом у простір під ковпаком 10 проходить мідний холодопровід 2, нижня частина якого забезпечена нагрівачем, а на верхній намотаний соленоїд 5 для створення магнітного поля. З метою посилення індукції поля намагнічування у верхній частині холодопроводу 2 у порожнині може розміщуватися сердечник 6 із ферромагнітного матеріалу з великою магнітною сприйнятливістю. На верхньому торці холодопроводу 2 розміщений вимірювальний спай диференціальної термопари, “гарячий” спай якої термостатовано в суміші води та льоду,

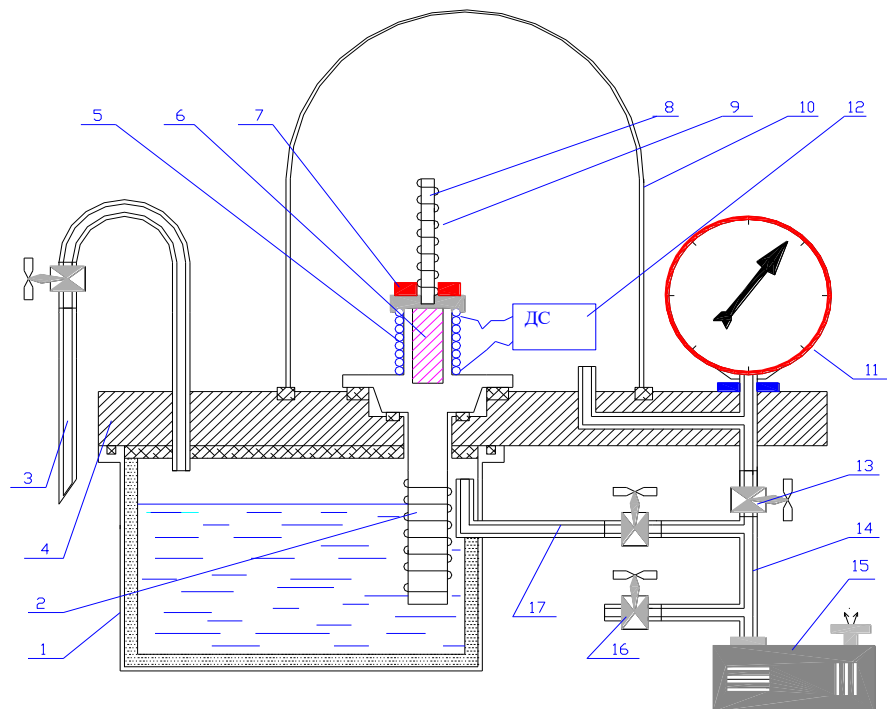


Рис. 10.2. Схематичне зображення експериментальної установки

а виводи йдуть на мілівольтметр (не показаний), і вільно лежить зразок 7 із надпровідного матеріалу, що має форму кільця невеликої товщини.

Всередині нього проходить фторопластовий направляючий стрижень 8 із двома ввімкнутими назустріч одна одній (із метою виключення впливу поля електромагніту) мікрокотушками 9 із рівною кількістю витків, сигнал від яких надходить на мікровеберметр або на балістичний гальванометр (не показані). Живлення нагрівача на холодопроводі 2 і соленоїда 5 здійснюється за допомогою регульованого джерела постійного струму 12. Як очевидно з рис. 10.3, у коло живлення соленоїда 5 включений амперметр постійного струму (*не показаний*),

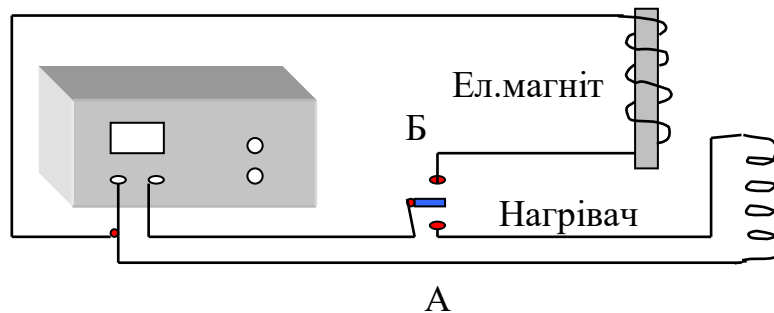


Рис. 10.3. Схема вмикання живлення електромагніта і нагрівача

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з описом роботи.
2. Ввімкнути живлення електромагніту і за допомогою вимірювача магнітної індукції ІМІІ-3 виміряти залежність $B = f(I)$ у діапазоні значень магнітної індукції 0 - 0,4 Гс із кроком 0,02 Гс. Дані вимірювань занести в таблицю (по типу наведеної з роботи № 9). Методика виміру B викладена в технічному описі ІМІІ-3.
3. Ввімкнути і прогріти вимірювальні прилади. Перемикач повинний бути в нейтральному положенні.
4. Встановити вакуумний ковпак і відкачати простір під ним до розрідження не більш 50 гПа (-0,5 атм по вакуумметру), при чому вмикання помпи відбувається при закритих вентилях та напусках.
5. Заповнити камеру І кріоагентом, дотримуючи правила техніки безпеки. Після припинення бурхливого википання, долити кріоагент вщерть.
6. Ввімкнути нагрівач (перемикач у положенні А) і відігріти зразок до переходу в нормальний стан (показ термopар, відповідний 105 К, що *a priori* більше T_c).
7. Ввімкнути живлення електромагніту (перемикач у положенні Б). Виставити значення струму в колі електромагніту, що відповідають значенню індукції B_1 (із таблиці по п.2, див. лабораторну роботу №9).
8. У момент переходу в надпровідний стан (підняття зразка над торцем холодопроводу) визначити значення температури переходу T_c (за даними термopар), оцінити висоту підняття зразка b і значення замороженого потоку Φ (по мікровеберметрі).

9. Вимкнути поле (перемикач у нейтральному положенні). Відзначити показання мікровеберметра при поверненні зразка в попереднє положення - цим визначається значення Φ' .
10. Повторити пп. 6-9 для всіх значень індукції з таблиці.
11. Протягом всього експерименту стежити за величиною вакууму під ковпаком і кількістю кріоагенту в камері, підтримуючи їх на заданому рівні.
12. При необхідності зниження температури зразка нижче 80 К (що залежить від матеріалу надпровідника) варто закрити вихідний отвір камери 1 і відкрити вентиль на магістралі 17 (при працюючій pompі і закритому вентилі 13), відкачуючи паровий простір у камері 1 до досягнення необхідної температури зразка.
13. По закінченні вимірів відкрити вихідний отвір камери і вимкнути прилади.

Обробка експериментальних даних

1. Побудувати залежність $T = f(B)$
2. Побудувати залежність $\frac{\Phi}{h} = f(B)$.
3. Для декількох значень b і B розрахувати значення індукційних струмів на поверхні зразка, з огляду на те, що сила гравітаційної взаємодії врівноважується силою електромагнітного відштовхування (тобто $F_{\text{грав.}} = F_{\text{елмагн.}}$ або $A_{\text{магн}} = m g b$, де робота по переміщенню замкнутого контуру в магнітному полі $A = I \Delta \Phi$

Контрольні запитання

1. Ефект Мейснера та його природа.
2. Умови квантування магнітного потоку в надпровідниках.
3. Експериментальна установка і методика проведення роботи.
4. Перспективи технічного застосування вивченого явища.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

- Абрикосов А.А. Основы теории металлов: Учебн. руководство. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. 520 с.
- Гинзбург В.Л. О физике и астрофизике: Статьи и выступления. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1983. 400 с.
- Киттель Ч. Введение в физику твердого тела / Пер. с англ.; Под ред. А.А.Гусева: Учеб.руководство. М.: Наука, 1978. 792 с.
- Роуз-Инс А., Родерик Е. Введение в физику сверхпроводимости / Пер. с англ.; Под ред. В.В.Шмидта. М.: Мир, 1972. 272 с.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 11

ДОСЛІДЖЕННЯ МАГНІТНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ НАДПРОВІДНИКІВ.

МЕТА РОБОТИ: Дослідити температурні залежності дійсної χ' та уявної χ'' складових магнітної сприйнятливості, визначити критичну температуру T_c та величину інтервалу переходу ΔT до надпровідного стану металооксидних керамік на основі іттрію та вісмуту.

ОБЛАДНАННЯ: Дьюар СГ-16 об'ємом 16 л, криогенна вставка, на якій змонтовано “перевернутий стакан” зі зразком і мідним термометром опору, цифровий вольтметр Щ 1516, омметр цифровий Щ13, міст змінного струму Е7-8, джерело струму ТЕС - 18, форвакуумна помпа 2НВР-5Д.

Теоретичні відомості

Практична реалізація високотемпературної надпровідності (ВТНП), відкритої Беднорцем та Мюллером в 1986р., за своїми наслідками аналогічна тій революції в області матеріалознавства, до якої привело практичне впровадження напівпровідників.

Основними характеристиками надпровідника з точки зору практичного використання є температура переходу до надпровідного стану T_c , критичне магнітне поле H_c та значення критичного струму I_c .

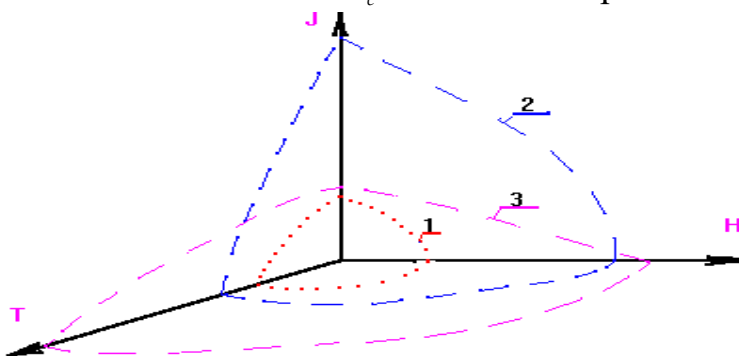


Рис. 1
1 - надпровідники I роду, 2 - надпровідники II роду,
3 - високотемпературні надпровідники.

На діаграмі показано порівняння цих параметрів для традиційних надпровідників і ВТНП - матеріалів.

У надпровідників I роду всі три параметри низькі, а у надпровідників II роду T_c дещо більше, а значення критичного магнітного поля та критичного струму надзвичайно високі. У ВТНП - матеріалів, які власне відносяться до надпровідників II роду T_c і H_c високі, а значення I_c низьке. Відмітимо, що надпровідники поділяються на надпровідники I та II роду в залежності від знаку поверхневої енергії, яка зв'язана з просторовою кореляцією електронів (розмірами пар) та глибиною проникнення. Якщо поверхнева енергія поділу нормальної та надпровідної фаз позитивна, то матеріал відносять до надпровідників I роду. Сюди належать всі чисті метали, що виявляють надпровідні властивості, за виключенням ванадію та ніобію. У випадку надпровідників II роду поверхнева енергія від'ємна, до них належать усі надпровідні сплави і з'єднання, в тому числі і металооксидні кераміки - ВТНП.

Як видно з приведеної діаграми можливе руйнування надпровідності ($\rho \equiv 0$) при $T < T_c$ або протікаючим струмом $I > I_c$, або магнітним полем. Характер руйнування надпровідності полем залежить від типу надпровідника, його геометричної форми та напрямку прикладеного поля.

Надпровідники I роду в полях $H < H_c$ демонструють ефект Мейснера, весь матеріал знаходиться в надпровідному стані. При досягненні магнітним полем критичного значення H_c , надпровідник стрибком переходить до нормального стану. Магнітні властивості надпровідників I роду являються функцією стану, тобто макроскопічний стан надпровідника однозначно визначається його температурою та магнітним полем, прикладеним до надпровідника.

Надпровідники II роду характеризуються наявністю двох критичних полів H_{c1} та H_{c2} . В полях, менших H_{c1} , ці надпровідники ведуть себе аналогічно надпровідникам I роду, тобто магнітне поле витіснене, спостерігається ефект Мейснера. Область між H_{c1} та H_{c2} називають областю змішаного стану, або шубніківською фазою. Якщо поле більше ніж H_{c1} , стає енергетично вигідним подрібнення надпровідної фази на сукупність надпровідних та нормальних областей, тому магнітне поле починає проникати у внутрішній об'єм зразка, розподіляючись в областях, що мають вигляд тонких ліній потоку, оточених системою кругових незатухаючих струмів, магнітне поле яких паралельне зовнішньому полю. При збільшенні поля аж до H_{c2} , при досягненні якого надпровідність зникає, число ниток магнітного потоку збільшується і вони створюють регулярну структуру. В цьому змішаному стані всередині ниток матеріал знаходиться в нормальному стані, а проміжки між ними - надпровідні. Якщо матеріал надпровідника II роду містить в собі малу кількість структурних та хімічних дефектів (ідеальний надпровідник II роду) і знаходиться в магнітному полі H_a , яке перпендикулярно транспортному

струмові, при $H_{c1} < H_a < H_{c2}$, через рух ниток він буде переходити до нормального стану. Рух ниток зв'язаний з тим, що при наявності транспортного струму на незакріплені магнітні нитки діє, так звана, лоренцева сила, що приводить до появи втрат. Ці ефекти проявляються, як електричний опір. Проте, якщо надпровідник II роду має фізичні та хімічні неоднорідності, які служать центрами закріплення (центрами піннінгу) то вони фіксують положення магнітних ниток на певних ділянках, а транспортний струм може текти без опору через надпровідні ділянки. Такі надпровідники називають жорсткими, і практично всі надпровідні сплави та з'єднання, з ВТНП включно, відносяться до цієї категорії. Відмітимо, що надпровідники I роду {в певних умовах} при певному напрямку прикладеного поля (великий розмагнічуючий фактор), а також якості обробки поверхні можуть вести себе, як надпровідники II роду, а надпровідники II роду в слабких магнітних полях $H_a \ll H_{c1}$ ведуть себе аналогічно надпровідникам I роду, тобто демонструють зворотність намагнічування, повний ефект Мейснера.

Суть ефекту Мейснера, який використовується як критерій належності матеріалу до надпровідників, полягає в тому, що матеріал перебуваючи в надпровідному стані ніколи не дозволяє магнітному потоку проникнути в його {товщу}, так що всередині надпровідника завжди $B = 0$, тобто надпровідник являється ідеальним діамagnetиком. Фактично зовнішнє магнітне поле зменшується до 0 в тонкому шарі поблизу поверхні надпровідника. Рівняння макроскопічної електродинаміки надпровідників (рівняння Лондонів) приводять до наступного розподілу магнітної індукції в надпровіднику, який займає півпростір $x > 0$

$$B(x) = B(0)e^{-\frac{x}{\lambda}},$$

де x - найкоротша відстань від поверхні надпровідника, λ - лондонівська глибина проникнення.

Чисто формально ефект Мейснера може бути описано одним з двох еквівалентних способів:

1. Магнітна індукція всередині зразка $B_i = 0$. Рівна нулю також в товщі зразка напруженість магнітного поля $H_i = 0$, внаслідок того, що струм, який тече по поверхні $j \neq 0$ створює поля, які компенсують всередині зразка зовнішнє прикладене поле. Намагніченість зразка $M = 0$. Навколо зразка поле складається із зовнішнього прикладеного поля та поля, створюваного поверхневими струмами.

2. Поверхневі струми відсутні. Внутрішнє поле $H_i \neq 0$. Разом з тим відмінна від нуля намагніченість зразка M . Останнє приводить до рівності нулю магнітної індукції B . Оскільки $B = \mu_0(H + M)$, $B = 0$ при $M = -H$, а враховуючи що $M = \chi H$, $\chi = -1$. Поле навколо зразка складається з зовнішнього поля та поля, зв'язаного з намагніченістю.

ВИМІРЮВАННЯ ТЕМПЕРАТУРНОЇ ЗАЛЕЖНОСТІ МАГНІТНОЇ СПРИЙНЯТЛИВОСТІ

Комплексна магнітна сприйнятливості χ являє собою важливу характеристику переходу від нормального стану до надпровідного і навпаки. χ являється функцією температури і зовнішнього магнітного поля (при $H_{\text{зов.}} \ll H_c$). При незмінному $H_{\text{зов.}}$ та зміні температури T при певному значенні останньої, відбувається перехід від нормального стану надпровідного матеріалу до стану надпровідності, і при цьому спостерігається стрибкоподібна зміна магнітної сприйнятливості. За незмінної температури $T < T_c$ та зменшенні зовнішнього магнітного поля відбувається перехід від нормального стану до надпровідного (змішаний біля H_{c2}), або від змішаного стану до стану Мейснера (біля H_{c1}) і при цьому також спостерігається скачкоподібна зміна магнітної сприйнятливості χ . Тому, вимірюючи зміни магнітної сприйнятливості надпровідного матеріалу, можна визначити критичну температуру T_c речовини, а також критичні магнітні поля H_{c1} та H_{c2} . Крім того, якщо забезпечити одночасний вимір дійсної χ' та уявної χ'' частин магнітної сприйнятливості, можна також отримати відомості про структуру зразка.

Параметричний метод вимірювання магнітної сприйнятливості

Позначимо L_x - індуктивність котушки разом з розміщеним у ній зразком, а L_0 - індуктивність обмотки, тобто котушки без зразка. Відмітимо, що $L_x = \mu L_0$, де μ - комплексна магнітна проникненість матеріалу зразка; або враховуючи що $\mu = 1 + \chi$ отримаємо $L_x = (1 + \chi)L_0$. Тоді комплексний опір (імпеданс) котушки зі зразком

$$Z = R_0 + i\omega L_x = R_0 + i\omega(1 + \chi)L_0, \quad (11.1)$$

де χ - комплексна магнітна сприйнятливості зразка,

R_0 - омичний опір незаповненої обмотки (без зразка)

ω - циклічна частота ($\omega = 2\pi \cdot f$, $f = 1/\text{кГц}$)

L_0 - індуктивність незаповненої обмотки (без зразка)

L_x - індуктивність котушки зі зразком

Як відомо, χ можна представити як $\chi = \chi' + \chi''$ що після підстановки в рівняння (11.1) дає

$$Z = (R_0 + \omega L_0 \chi'') + i\omega L_0(1 + \chi') \quad (11.2)$$

В цій формулі дійсна частина виражає опір втрат, а уявна - видиму індуктивність. Таким чином, визначаючи значення L_x і L_0 на тій же частоті, можна визначити дійсну частину магнітної сприйнятливості зразка. Відмітимо, що якщо розміри зразка і котушки не співпадають, то

$$L_x = (1 + \eta\chi)L_0,$$

де $\eta = \frac{V_{зр.}}{V_{кот.}}$ - коефіцієнт заповнення, що показує яку частину об'єму котушки займає зразок.

Тоді

$$\chi' = \frac{L_x - L_0}{\eta L_0} \quad (11.3)$$

Таким чином, як впливає з рівняння (11.3) для визначення дійсної частини магнітної сприйнятливості зразка необхідно виміряти індуктивність котушки зі зразком L_x , індуктивність обмотки котушки L_0 при тих же умовах, та визначити відношення об'ємів зразка і котушки η .

Уявна частина магнітної сприйнятливості χ'' визначається як

$$\chi'' = \chi' \operatorname{tg} \delta, \quad (11.4)$$

де $\operatorname{tg} \delta$ - тангенс кута втрат, або оскільки $\operatorname{tg} \delta = \frac{R}{\omega L_x}$ де $R = R_x - R_0$ - опір втрат, отримаємо

$$\chi'' = \chi' \frac{R_x - R_0}{\omega L_x} \quad (11.5)$$

Експериментальна установка

Установка зібрана на базі стандартної транспортної посудини Д'юара 1 (див. рис. 11.2) СГ-16, в якому змонтована кріогенна вставка 2. В нижній частині кріогенної вставки 2 закріплена на трубчатому стержні 3 "перевернута склянка" 4, використання якої дозволяє регулювати температуру. Склянка 4 виготовлена з текстоліту, всередині її концентрично встановлюється нагрівач 6 у вигляді ебонітової трубки, на поверхні якої в проточці біфілярно намотаний ніхромовий дріт. Біфілярна намотка використовується з метою виключення впливу магнітного поля струму нагрівача на вимірювальну частину.

В залежності від геометрії зразка використовуються різні датчики температури та вимірювальні котушки. Для циліндричного зразка використовується циліндрична котушка і диференційна термopapa, що під'єднується до вольтметра Щ 1516. Зверху витки котушки прикриваються тепловирівнюючим екраном. Зразок з ВТНП кераміки 7 розміщений всередині котушки, де він безпосередньо контактує з

вимірювальним спаем диференційної термопари, “теплий” спай якої терmostатовано в посудині, заповненій сумішшю води та льоду. При вимірюваннях, які виконуються на плоских зразках або надпровідних плівках використовується інший тримач зразка з мідним термометром опору (ИС- 5), вимірювальна котушка являє собою систему двох плоских котушок включених послідовно. Реєстрація температури в цьому випадку проводиться з використанням цифрового омметра Щ 34. Через отвори в заглушці зовнішньої циліндричної оболонки “перевернутої склянки” виводяться провідники від нагрівача, вимірювальної котушки та датчика температури (термопари чи термометра опору) і проходять всередині штока 3 кріогенної вставки. Виводи від нагрівача, вимірювальної котушки та датчика температури припаюються на контакти герметичної з’єднувальної колодки 8, установленної на голівці кріогенної вставки, а термопарні проходять через прокладку з вакуумної гуми до вимірювача. Голівка кріовставки монтується на дьюарі через вакуумну прокладку і має відкачний патрубок 5. При підключенні до відкачного патрубка форвакуумної помпи, відкачуванням парового простору всередині посудини Дьюара температуру зразка можна знизити до температури потрібної точки (ТПТ), яка при використанні рідкого азоту, як охолоджувача дорівнює 63,15 К. Таке розширення діапазону температур дослідження в бік зниження часто необхідно при відпрацюванні технології одержання нових ВТНП матеріалів а також при визначенні критичних магнітних полів та критичних струмів зразків та виробів з них. Нагрівач вмикається до джерела постійного струму (50 В, 4 А)

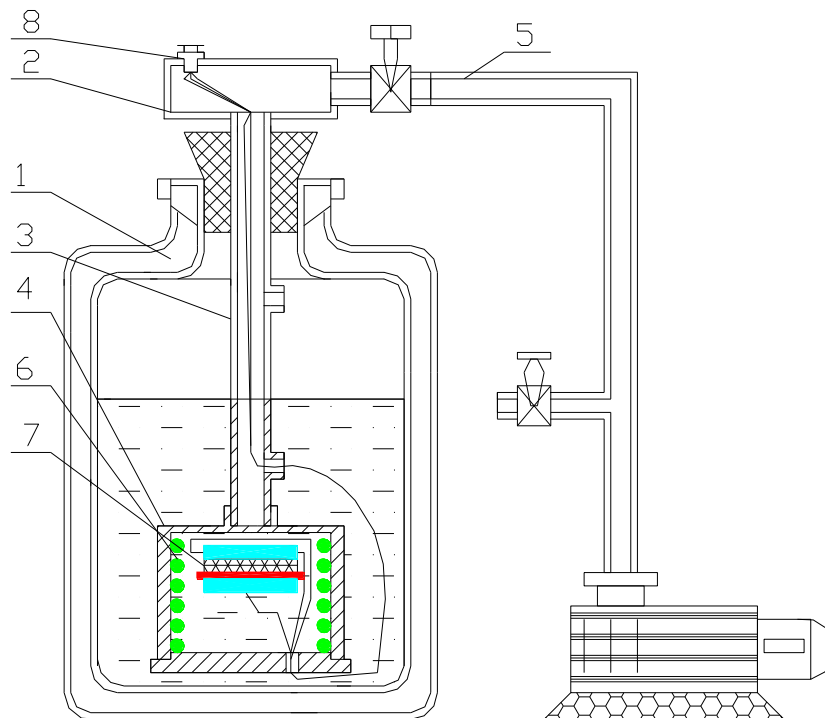


Рис. 11.2 Схема експериментальної установки.

Перед виконанням вимірювань необхідно виконати підготовчі тарувальні роботи. При визначенні температурних залежностей дійсної $\chi'(T)$ та уявної $\chi''(T)$ частин магнітної сприйнятливості у формули (11.3) - (11.5) входять значення опору та індуктивності вимірювальної котушки без зразка R_0 і L_0 . Оскільки значення цих величин змінюються при зміні температури практично лінійно, та оскільки зміною геометричних розмірів вимірювальної котушки можна знехтувати в неширокому діапазоні температур вимірювань 60 -120 К, то для одержання температурних залежностей $R_0(T)$ і $L_0(T)$ достатньо виміряти декілька значень цих величин в указаному діапазоні та виконати лінійну інтерполяцію. Відмітимо, що градування термопари (залежність $\varepsilon = f(T)$) проводиться попередньо. Вимірювання $R_0(T)$ та $L_0(T)$ виконуються на установці при відсутності зразка. Після занурення кріогенної вставки в дьюар робиться 20-ти хвилинна затримка для вирівнювання температур кріогенних частин системи і одночасного прогрівання вимірювальних приладів. Після досягнення температури рідкого азоту (77,15 К), контроль проводиться по вольтметру, вимірюються параметри R_0 та L_0 , які відповідають температурі кипіння. Потім вмикається нагрівач і виконуються вимірювання значень R_0 та L_0 в декількох точках указаного температурного діапазону. Якщо виникне необхідність виконати вимірювання магнітної сприйнятливості в області температур нижче точки кипіння рідкого азоту, тоді необхідно виконати вимірювання R_0 та L_0 і в цій області. В цьому випадку після охолодження кріовставки до азотної температури включають форвакуумну помпу. Після досягнення температури потрібної точки (ТПТ) перекидають вентиль на відкачному патрубку і виконують вимірювання параметрів котушки без зразка в декількох точках при самовільному підвищенні температури до 77 К, а далі, як наведено вище. Дані попередніх тарувальних вимірювань заносять в пам'ять ЕОМ і використовують при виконанні кількох циклів вимірювань. Відмітимо доцільність періодичного повторення тарувальних вимірювань параметрів котушки без зразка. Вимірювання характеристик ВТНП матеріалу виконуються аналогічно в режимі відігрівання після охолодження.

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитись з описом роботи та перевірити відповідність з'єднання елементів лабораторної установки наведеній схемі та поясненням.

2. Вийняти кріогенну вставку з дьюару та з дотриманням правил техніки безпеки при роботі з рідкими кріоагентами залити в дьюар не менше 10 л рідкого азоту.

3. Увімкнути вимірювальні прилади, установити кріогенну вставку в дьюар. Після припинення бурхливого кипіння кріоагента, зв'язаного із охолодженням вставки, відмітити показ температури, яку показує термopapa.

ПРИМІТКА : Протягом всього часу проведення експерименту “теплій” спай термopapa повинен бути занурений в посудину з танучим льодом (суміш води та льоду готується заздалегідь).

4. Виміряти залежності $R_0 = f(T)$ і $L_0 = f(T)$ в інтервалі 77К - 100К. Для цього подати напругу на нагрівач ($I = 3A$) і через 1,5 К (контроль по вольтметру) записати відповідні значення R_0 і L_0 (покази містка E7-8). Вимкнути джерело живлення нагрівача.

5. Вийняти кріогенну вставку з дьюара, після відігрівання зняти кришку та розмістити зразок всередині вимірювальної котушки. Звернути увагу на забезпечення теплового контакту зразка з термopapoю. Вставити кріогенну вставку в дьюар.

6. Виміряти залежності $R_\chi = f(T)$ та $L_\chi = f(T)$.

7. При необхідності дослідження матеріалу в області температур нижче точки кипіння зрідженого азоту ($< 77,15$ К) використовується відкачка випарів азоту. Для цього (при одержанні завдання від викладача) перевірити прокладку під головкою кріовставки, увімкнути форвакуумну помпу. Експериментальні дані можна фіксувати при охолодженні або при відігріванні. Швидкість зміни температури можна регулювати, змінюючи швидкість відкачування.

8. Після виконання роботи вимкніть прилади, кріовставку витягти з дьюару.

9. Дані вимірювань та обчислень занести до таблиці.

№ п/п	R_t (Ом) \mathcal{E} (мВ)	T (К)	L_0 (мкГн)	R_0 (Ом)	L_χ (мкГн)	R_χ (Ом)	$\chi'(T)$	$\chi''(T)$
1.								
2.								
...								

Обробка експериментальних даних

Відмітимо мідно-константанова диференційна термopapa дозволяє реєструвати зміни температури в діапазоні 50 - 120 K з точністю 0,1 K.

1. Використовуючи дані експерименту та формули (13,15) обчислити значення дійсної χ' та уявної χ'' частин магнітної сприйнятливості.
2. Побудувати залежності дійсної та уявної частин магнітної сприйнятливості від температури (при наявності комп'ютера для отримання графіків використовується програма графічного редактора «origin»).
3. По одержаним графіках визначити значення температури переходу до надпровідного стану T_c та ширину інтервалу переходу ΔT .
4. Зробити аналіз залежностей $\chi' = f(T)$ та $\chi'' = f(T)$, зробити висновки по роботі.

Контрольні запитання

1. Природа ефекту Мейснера. Його особливості в високотемпературних надпровідниках.
2. Від чого залежать магнітні властивості надпровідників II роду, в тому числі ВТНП ?
3. Як впливає гранулярна структура металооксидних керамік на надпровідні властивості матеріалу?
4. Як визначають кількість надпровідної фази в зразку?

Література

1. Абрикосов А.А. Основы теории металлов: Учебн.руководство. М.: “Наука”, 1987. 520 с.
2. Гуревич А.В., Минц Р.Г., Рахманов А.Л. Физика композитных сверхпроводников. Под ред. Р.Г. Минца. М.:Наука,Гл.ред.физ.-мат.лит., 1987. 240 с.
3. Высокотемпературная сверхпроводимость: Фундаментальные и прикладные исследования: Сб.статей. Вып.1./Под ред.проф. А.А. Киселева. Л.:Машиностроение. Ленинградское отделение, 1990. 686 с.
4. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела./Пер.с англ.: Под ред. А.А. Гусева: Учебн. руководство. М.: Наука, 1978. 792 с.
5. М.В. Белоус, М.П. Браун. Физика металлов, Киев, “Вища школа” 1986 г.,344 с. Раздел “Электронные свойства металлов”.

Дослідження температурних характеристик високотемпературних надпровідників

Мета роботи: Виміряти значення критичної температури T_c , інтервал переходу ΔT , величину критичного струму I_c для металооксидних надпровідників, одержаних за різними технологіями на основі вимірювання питомого опору.

Обладнання: Дьюар 16л, вольтметр Щ1516, омметр Щ34, джерело струму “УИП-2”, цифроаналогові перетворювачі (ЦАП), блок регулювання температури, магазин опорів МСР-63, самописець “ЭНДИМ”, термометр опору ІС ...
система зондів

Загальні відомості

Надпровідники, завдяки своїм надзвичайним властивостям знаходять все більш широке використання в енергетиці, машинобудуванні, атомній техніці, електроніці та інших галузях науки та техніки. Ідеальний діамagnetизм та електропровідність надпровідних матеріалів, існування макроскопічних квантових ефектів, дають змогу розв'язувати чисельні проблеми, яких не можна позбавитись при використанні звичайних матеріалів. Великий інтерес викликає застосування ефектів надпровідності і в прецизійному приладобудуванні. Зокрема створення навігаційних приладів нового покоління базується на широкому використанні явища надпровідності в багатьох його проявах.

Особливе значення має використання явища ідеального діамagnetизму надпровідників, тобто властивість повного виштовхування магнітного потоку з товщі надпровідного матеріалу. Це явище використовується, наприклад, в системах безконтактного підвісу і реалізується в діапазоні магнітних полів $H < H_{c1}$ при яких починається проникнення магнітного потоку до надпровідного матеріалу. Властивість ідеального діамagnetизму обумовлена незатухаючими поверхневими струмами, які індукуються в надпровіднику під дією магнітного поля H і повністю визначаються властивістю поверхні. Такий принцип закладено в підвісі ротора кріогенного сферичного гіроскопу, в підвісі інерційного тіла кріогенного гравітаційного градієнтноміра та інших пристроях. Властивість надпровідних матеріалів виштовхувати магнітний потік з об'єму використовується і в надпровідних магнітних екранах. Ідеальний діамagnetизм дозволяє з високою точністю створювати необхідний

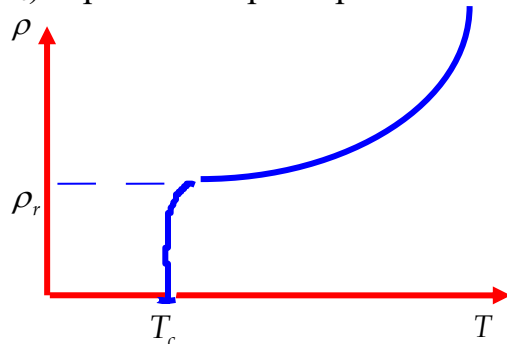
розподіл магнітного поля за допомогою коректуючих екранів. Екранування також можливе надпровідними системами, які перебувають в змішаному стані, коли поле послаблюється лише частково, а не повністю виштовхується з об'єму надпровідного матеріалу. Такі системи використовуються в НП екранах приладів.

В пристроях, які створюють поля підвісу реалізується властивість ідеальної електропровідності ($R=0$) надпровідників, що дозволяє створювати обмотки, які працюють в названому режимі з відключеним джерелом струму. Подібні системи використовуються, наприклад, в лінійному силовому елементі підвісу інерційного тіла кріогенного гравітаційного градієнтноміра, в циліндричному підвісі вертикальної стабілізації інерційного тіла.

До кінця 1986р. ці проблеми вирішувались з використанням традиційних надпровідників (останнім часом використовувались в основному сплави NbTi та інтерметалічні з'єднання Nb₃Sn, матеріали на основі V₃Ga, Nb₃Ge, надпровідники Ni-43%, Ti-25%, Ta, з великою густиною струму), що працюють в діапазоні гелієвих температур (температура кипіння рідкого гелію при нормальному атмосферному тиску рівна 4,2 К). З відкриттям 1986 року оксидів (керамік YBaCuO, LaSrCuO, BiSrCaCuO, TlBaCaCuO) надпровідних при азотних температурах (температура кипіння рідкого азоту складає при $p = 1 \text{ атм.}$ 77 К.) розпочались роботи по реалізації унікальних можливостей ВТНП -матеріалів. Більш високий рівень температур переходу до надпровідного стану ВТНП-матеріалів значно спрощує техніку створення НП пристроїв і дає значний економічний ефект при їх використанні за рахунок дешевшого кріоагента.

Критичні параметри надпровідника

Явище надпровідності, звідки воно власне і отримало свою назву, перш за все проявляється в поведінці електричного опору при зниженні температури. На відміну від звичайних металів, питомий опір яких обмежено деякою границею ρ_r -залишковий питомий опір, опір ряду металів, сплавів та з'єднань при цілком певній температурі, що має назву критичної (T_c) стрибком перетворюється на нуль.



Критична температура T_c є важливою характеристикою надпровідного матеріалу і змінюється від 0,012 К (вольфрам), 9,3 К (ніобій) до ≈ 92 К для системи YBaCuO та ≈ 100 К для вісмуткових систем (наприклад $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,13}\text{Sr}_2\text{Ca}_{2,5}\text{Cu}_{3,5}\text{O}_y$ - ≈ 103 К.). В експериментах Камерлінг-Оннеса, а потім Коллінза в замкнутому ртутному кільці індукувався струм, який повинен був затухати за законом:

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{Rt}{L}}$$

Коллінз спостерігав циркуляцію струму протягом більше двох років, тобто питомий залишковий опір по цих даних повинен бути:

$$\rho \leq 1 \cdot 10^{-21} \text{ Ом см.}$$

Зразки найчистішої міді при $T \rightarrow 0$ мають $\rho_r \approx 1 \cdot 10^{-9}$ Ом см. Куїном та Ітнером було показано, що для надпровідних плівок $\rho \leq 4 \cdot 10^{-25}$ Ом см. Порівнюючи ці значення можна вважати, що для надпровідників при $T < T_c$, $\rho \equiv 0$.

Іншим найважливішим критичним параметром НП є напруженість критичного магнітного поля H_c . Якщо надпровідник помістити в магнітне поле, то при певній напруженості поля він втрачає свою основну властивість - відсутність електричного опору при проходженні електричного струму. Для надпровідників II роду, до яких належать ВТНП характерні нижнє критичне поле H_{c1} і верхнє критичне поле H_{c2} . Якщо надпровідник знаходиться в магнітному полі, напруженість якого менша за перше критичне H_{c1} , то він буде перебувати в надпровідному стані. При зовнішньому прикладеному полі $H_{c1} < H < H_{c2}$ стає енергетично вигідним змішаний стан, тобто в матеріалі співіснують надпровідні області та області, що перебувають в нормальному стані. Якщо зовнішнє поле перевищує H_{c2} , весь матеріал переходить до нормального (звичайного) стану, тобто втрачає надпровідність.

Третім найважливішим критичним параметром являється критичний струм надпровідника I_c . Це значення струму, при якому з'являються перші ознаки падіння напруги на надпровіднику, тобто з'являється опір електричному струму. Звичайно за початкове значення приймають 10^{-7} В, хоча в останні роки в зв'язку з розвитком надпровідної магнітометрії і створенням надчутливих вольтметрів на цій основі, з'явилась можливість фіксувати на досить малих опорах (значно менше 1 Ом) падіння напруги в діапазоні 10^{-10} - 10^{-15} В з постійною часу 1с.

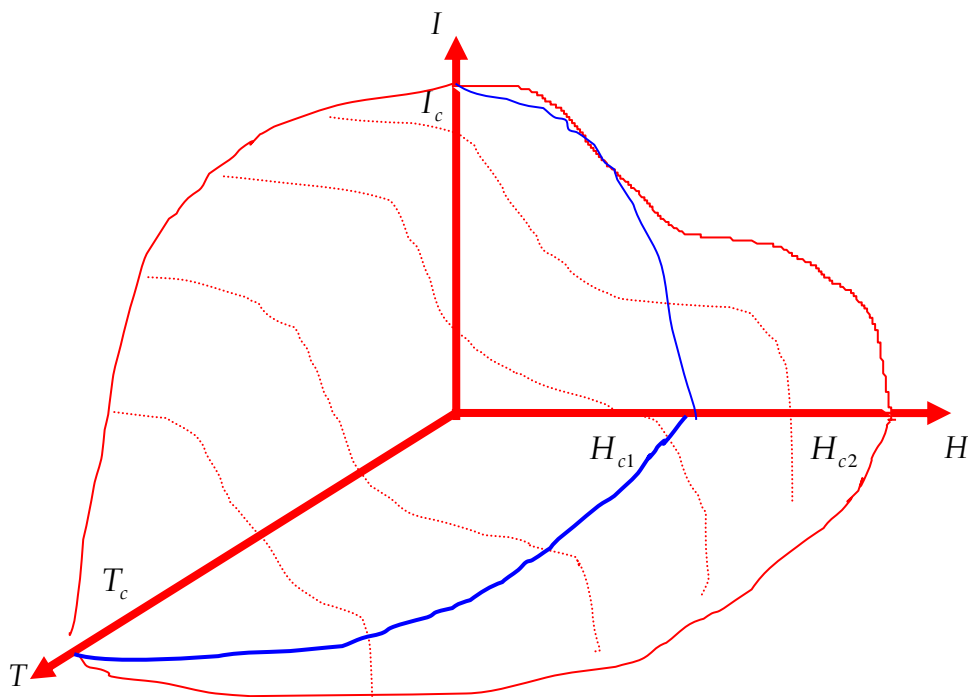


рис.12.1. Термодинамічні характеристики надпровідного стану.

Критичні параметри надпровідників наглядно можуть бути продемонстровані в системі координат температура T напруженість (або індукція) магнітного поля H , та сила (густина) струму I . На рис.12.1 показані характерні залежності критичних параметрів для надпровідників II роду. Значення H_{c1} має назву нижнього критичного поля, H_{c2} - верхнього критичного поля. В магнітному полі, що перевищує значення верхнього критичного поля H_{c2} , надпровідник не може мати нульового опору навіть при самій низькій температурі. Із зростанням температури значення критичного поля зменшується.

Множина значень (T_c, H_c, I_c) складає деяку поверхню і будь-яка точка (T, H, I) , що знаходиться всередині об'єму обмеженого цією поверхнею та координатними площинами, відповідає надпровідному стану матеріалу. Для практичного використання матеріалу в техніці, в загальному плані, важливо мати максимально високі значення критичних параметрів T_c, H_c, I_c .

Загальна характеристика 4-х зондового методу

Основна перевага 4-х зондового методу полягає в тому, що відпадає необхідність забезпечення омичних контактів до зразка, можливості вимірювання питомої електропровідності ($\sigma = \frac{1}{\rho}$) зразків різноманітної форми та розмірів. Умовою його застосування, з точки зору форми та

розмірів зразка, є наявність плоскої поверхні, лінійні розміри якої, перевищують лінійні розміри системи зондів.

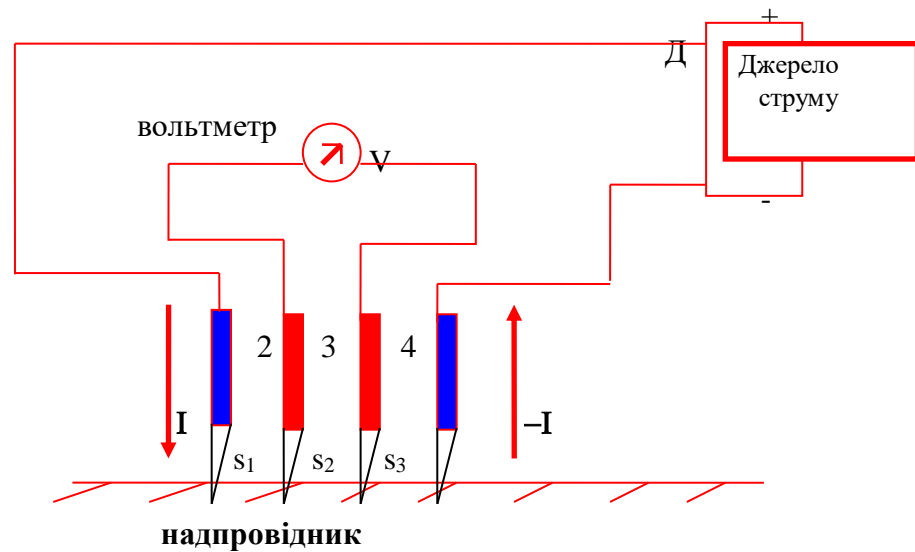


Рис.12.2 Схема чотирьох зондового методу

Різниця потенціалів

$$U_{2,3} = U_2 - U_3 = \frac{I \times \rho}{2\pi} \left(\frac{1}{s_1} - \frac{1}{s_2 + s_3} - \frac{1}{s_1 + s_3} + \frac{1}{s_3} \right) \quad (12.1)$$

Співвідношення (12.1) дозволяє визначити питомий опір зразка ρ , якщо віддалі $s_1 = s_2 = s_3 = s$, то

$$\rho = 2\pi s \frac{U_{2,3}}{I} \quad (12.2)$$

де $U_{2,3}$ - спад напруги (В), I - сила струму (А), s - відстань між зондами (м), ρ - питомий опір (Ом•м).

Теорія чотирьохзондового методу розглядається з допущенням однорідності властивостей досліджуваного матеріалу. Оскільки будь-який зразок має деяку неоднорідність в розподілі питомого опору по об'єму зразка, обумовлену домішками, анізотропією та т.п., для кількісного аналізу необхідне врахування конкретної неоднорідності, але поза розглядом конкретних моделей, можна зробити деякі якісні висновки.

1. Для використання 4-х зондового методу вимірювань достатньо, щоб зразок був однорідним в області з лінійними розмірами близько $5s$ (якщо $s \gg r$, де r - радіус кінця зонду).

2. Виміряне значення електропровідності відповідає значенню питомої електропровідності приповерхневого шару товщиною не більшою s .

Чутливість методу по напрузі, як видно з рівняння (12.1), прямо пропорційна величині протікаючого струму і обернено пропорційна еквівалентній відстані між зондами

$$\frac{1}{S_{ek}} = \frac{1}{S_1} + \frac{1}{S_2} - \frac{1}{S_2 + S_1} - \frac{1}{S_2 + S_3} \quad (12.3)$$

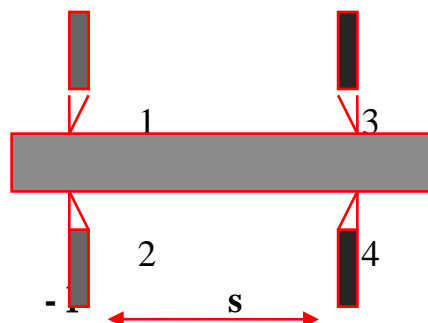
Оскільки збільшення протікаючого струму обмежене (див.рис.12.1), збільшити чутливість можна зменшенням еквівалентної віддалі $s_{ек}$ за рахунок зменшення відстані між вимірювальними зондами s_2 . У випадку $s_1 = s_3 \ll s_2$ чутливість 4-х зондової головки зростає удвічі. Це доцільно використовувати у випадку малих значень питомого опору, коли вимірюють невеликі різниці потенціалів.

Вимірювання

Схема вимірювань 4-х зондовим методом показана на рис.12.2. Струм I від джерела постійного струму з регульованим виходом проходить через зонди 1 і 4. Бажано, щоб джерело струму мало великий вихідний опір, тобто являлось генератором струму. Для того, щоб контактні опори зондів 2 і 3 не здійснювали впливу на результати вимірювання, різницю потенціалів $U_{2,3}$ необхідно вимірювати у відсутність струму через них, для чого використовують компенсаційні методи, або використовують електронні вольтметри з високим вхідним опором. Зазвичай вимірювання виконують при струмі близько 1мА або менше, причому точне значення величини струму знаходять шляхом вимірювання спаду напруги на еталонному опорі, що вмикається послідовно в коло зондів 1 і 4. Найменший робочий струм визначається можливістю вимірювання малих значень напруг. Відстань між зондами вибирають 0,1 - 1 мм. Вона в голівці строго фіксована. Для виготовлення зондів використовують тверді матеріали - вольфрамовий дріт, або дроти твердих сплавів "ВК-10, ВК-20", для ВТНП часто використовують берилієву бронзу. Кінці зондів заточують, для отримання якомога тоншого вістря використовують травлення, електроіскрову обробку тощо, для того щоб діаметр контакту був значно меншим ніж відстань між зондами. Якщо діаметр контакту не перевищує 0,05 то похибка вимірювань не перевищує 2%.

Метод зустрічних зондів

Одним з варіантів 4-х зондового методу, який використовується для вимірювання питомого опору пластин та епітаксціальних плівок, є метод зустрічних зондів.



Через зонди 1 і 2 пропускають струм, на зондах 3,4 - вимірюють спад напруги. З розв'язку рівняння Лапласа методом відображень визначають величину потенціалів в точках 3 і 4, звідки питомий опір

$$\rho = 2\pi s \frac{U_{3,4}}{I} f\left(\frac{s}{d}\right), \quad (12.4)$$

де $f(\frac{s}{d})$ - функція поправок, яка визначається з виразу

$$f\left(\frac{s}{d}\right) = \left\{ 2 + 4 \frac{s}{d} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[\left(\frac{s}{d}\right)^2 + n^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \right\}^{-1}$$

Відмітимо, що при значеннях $(\frac{s}{d}) \rightarrow 0$, тобто $< 0,03$ функція $f(\frac{s}{d}) \rightarrow 0,5$

(d - товщина зразка).

Методика вимірювань чотирьохзондовим методом

Використання запропонованого методу вимірювань дозволяє визначати ряд важливих параметрів, які характеризують як матеріал зразка, так і його форму.

1. За допомогою чотирьохточкового методу можна визначити критичну температуру надпровідника T_c .

Суть вимірювання величини T_c полягає в тому, що при зміні температури, наприклад, при охолодженні вимірюється спад напруги ΔU при проходженні постійного струму сталої амплітуди через контакти 1 і 2. Величина амплітуди струму заздалегідь вибирається меншою ніж значення критичного струму. Відмітимо, що величина критичного струму I_c для металооксидних керамік порівняно мала, і має границі від 1 до 10^3 А/см² (по густині струму). В момент вимірювання $U_{2,3}$ фіксуються значення температури T . По отриманим даним, згідно рівняння (12.2), або для зустрічних зондів - рівняння (12.4), розраховується значення питомого опору зразка ρ , або опір R для кожного значення температури. По результатах вимірювань та обчислень будують залежність $\rho = f(T)$, або $R = f(T)$, згідно з якою визначають значення критичної температури T_c та інтервал переходу ΔT

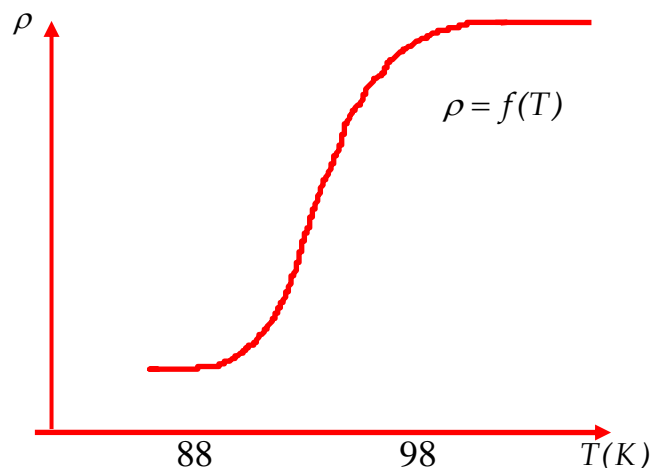


Рис.12.4.

Значення T_c визначається на рівні 0,5 перепаду амплітуди U в надпровідному і нормальному станах. Інтервал переходу ΔT з надпровідного до звичайного стану оцінюється між рівнями 0,1 та 0,9 перепаду амплітуд. Таким чином, по описаних вимірюваннях визначаються критична температура, інтервал переходу, та залежність питомого опору від температури:

$$T_c, \Delta T, \rho = f(T)$$

2. Вимірювання величини критичного струму I_c .

Для вимірювання величини критичного струму I_c 4-х зондовим методом використовують зняття вольт-амперних характеристик (ВАХ) при фіксованих температурах $T < T_c$. По отриманим даним будують залежності величини струму від різниці потенціалів.

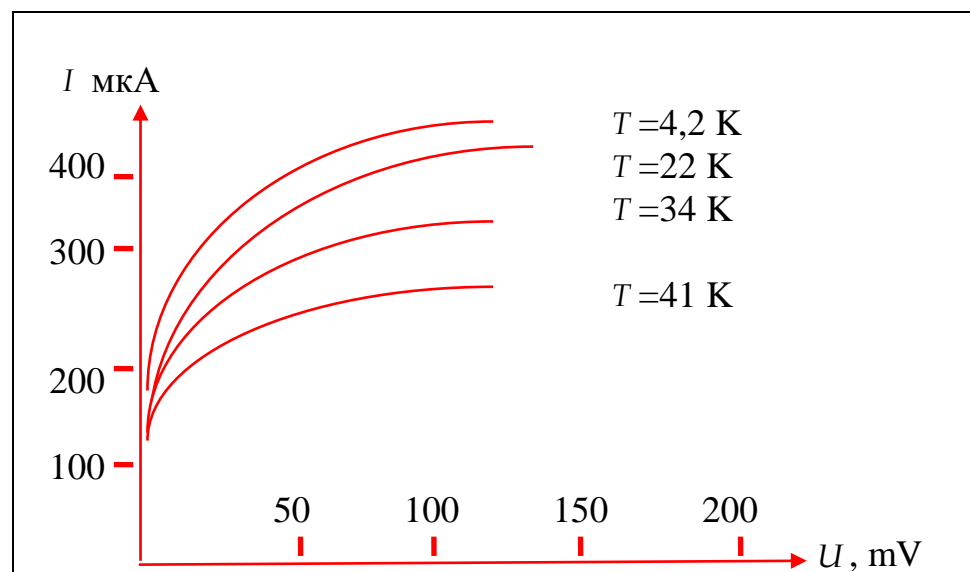


Рис.12. 5.

Як видно з рис.12.5. критичний струм I_c - це максимальне значення струму, при якому падіння напруги на потенціальних зондах дорівнює 0. Якщо виконати ряд вимірювань ВАХ при різних температурах (але $T < T_c$) можна отримати залежність критичного струму від температури. Типова залежність критичного струму від температури для ВТНП показана на рис.12.6.

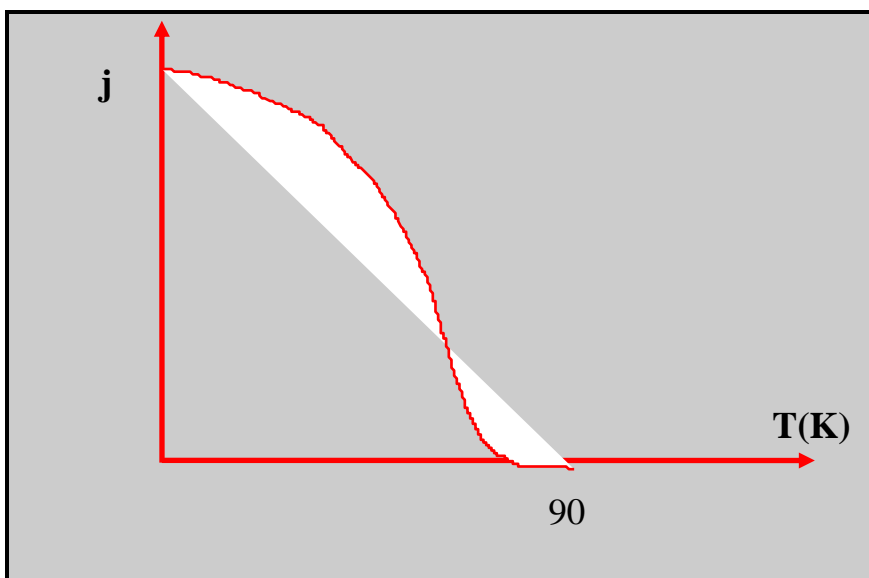


Рис. 12.6. Залежність густини критичного струму від температури.

Тут похідна $\frac{\partial I}{\partial T}$ для низьких температур рівна 0 і має від'ємне значення поблизу критичної температури. Такий хід залежності $I = f(T)$ характерний для надпровідників. Таким чином, використання 4-х зондового методу дозволяє визначити значення критичного струму, хід залежності критичного струму від температури, вольт-амперні характеристики.

$$I_c, \quad I_c = f(T), \quad U = f(I).$$

Наведені вище параметри, які визначаються 4-х зондовим методом, важливі, як з точки зору вивчення властивостей надпровідного стану (T_c , I_c , $\rho = f(T)$, ΔT), так і з точки зору практичного використання $U = f(I)$, $I_c = f(T)$. Необхідно відмітити також, що за допомогою цього методу можна визначати ряд інших параметрів, що зв'язані з формою зразків або технологією їх отримання. Наприклад, для тонких плівок визначають залежності питомого опору від геометричних розмірів досліджуваного “місточка”, тобто від довжини, ширини, та товщини, або досліджують анізотропію електричного опору епітаксціальних плівок, що вирощуються при певній орієнтації кристалографічних осей підкладки.

Використання змінного та імпульсного струмів

Наведена вище методика передбачає використання постійного струму. Останнім часом з'явилась можливість реалізації вимірювань на змінному та імпульсному струмах. При вимірюванні з використанням змінного струму дуже важливо позбавитись впливу випадкових ємностей на струмових зондах. Для цієї мети використовують диференційний підсилювач у вхідній ділянці кола. Щоб похибка вимірювань складала не

більше 2% підсилювач повинен мати лінійну характеристику біля 80 дБ і вхідний опір $R_{вх} \approx 50 \text{ Мом}$.

Для позбавлення впливу нагрівання зразка вимірювальним струмом, використовують імпульсну методику, що дозволяє виконувати вимірювання в ізотермічному режимі. Імпульс повинен бути коротким, щоб в результаті невеликої зміни його тривалості, або частоти повторюваності, величини опору контактів не змінювались. В [6] приведена схема для використання імпульсів тривалістю 40 мкс. з інтервалами від 1 до 10 мс. Величина струму могла змінюватись в інтервалах від 1 до 100 мкА. Сигнал з потенціальних зондів потрапляв на диференційний підсилювач з симетричним входом. Величину сигналу спостерігали на осцилографі. Традиційна імпульсна методика вимірювань 4-х зондовим методом може бути вдосконалена, для відображення всієї кривої вольт амперної характеристики на екрані осцилографа.

Опис експериментальної установки

До складу експериментальної установки (див.рис.12.7) входить дьюар 1, в якому розташована кріогенна вставка 2.

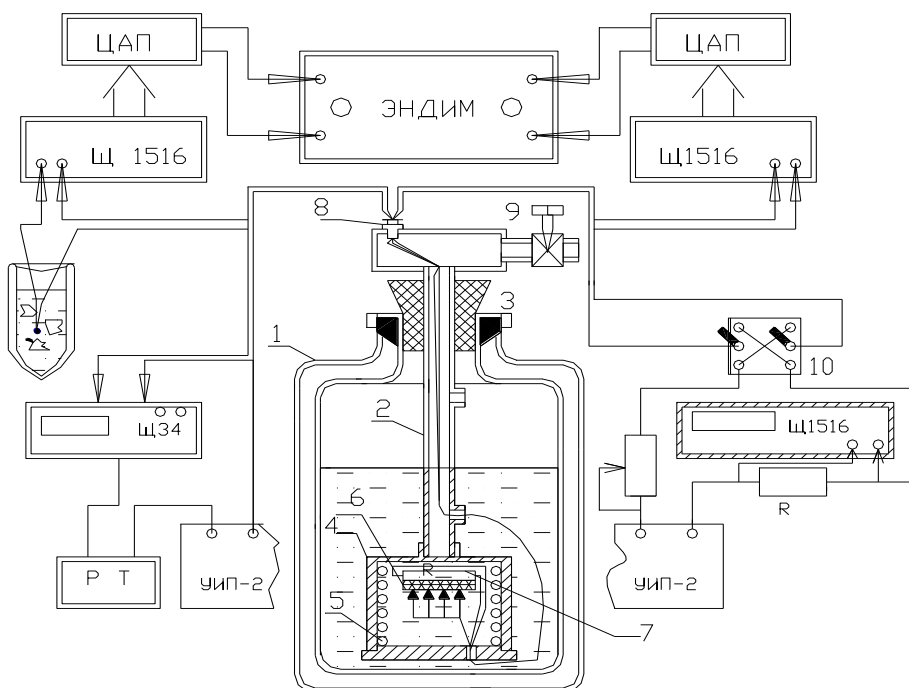


Рис. 12.7. Схематичне зображення лабораторної установки для визначення параметрів надпровідника 4 – х зондовим методом.

Кріогенна вставка виготовлена таким чином, що прокладка 3 її головки дозволяє герметизувати дьюар, а у внутрішній порожнині проходять струмові та вимірювальні з'єднувальні провідники. На нижньому кінці вставки змонтовано “перевернуту склянку” з нагрівачем 5 і системою зондів 6. Температура зразка може контролюватись або термопарою, або

мідним термометром опору 7. На верхньому кінці вставки розташовані відкачний вентиль 9 та вакуумноізована контактна площадка 8. До складу вимірювальної частини установки входить блок живлення УІП-2, від якого може житись нагрівач 5 та одночасно подається напруга на струмові (1,4) зонди вимірювальної головки 6. В коло живлення зондів вмикається магазин опорів МСР-63, для точного регулювання струму та еталонний опір $R_{\text{ет}}$, паралельно до якого підключено вольтметр Щ1516 для візуального контролю струму, що подається на зразок. В цьому колі також передбачено перемикач 10, який використовують для зміни напрямку струму через зразок. Сигнал з потенціальних зондів (1,3) подається на цифровий вольтметр Щ1516, і далі через ЦАП на координату “Y” самописця. На координату “X” сигнал подається з термоопору (термопари) через цифровий омметр Щ 34 та цифроаналоговий перетворювач. У випадку необхідності виконати вимірювання характеристик надпровідника (особливо стосується вимірювань критичного струму) при температурах нижчих, ніж температура кипіння рідкого азоту (77,15 К), до відкачного патрубку вентиля 9 приєднується система відкачки (на мал. не показана) і здійснюється відкачка парового простору над поверхнею рідкого азоту. При цьому температура рідкого азоту, а відповідно і вимірювальної головки із зразком знижується. В наведеній схемі можлива заміна блоку живлення УІП - 2, двома спеціалізованими блоками.

Порядок виконання роботи

Отримання залежності $\rho = f(T)$

1. Перевірити схему включення вимірювальних приладів у відповідності з рис.12.7.
2. Розмістити досліджуваний зразок у вимірювальній голівці, слідкуючи за забезпеченням електричного контакту всіх 4-х зондів та термічного контакту з термодатчиком.
3. Залити в дьюар не менше 12 л рідкого азоту виконуючи вимоги техніки безпеки та правил поводження з кріоагентами.
4. При відкритому (крайнє ліве положення) відкачному вентилі 9 вставити кріогенну вставку 2 в дьюар 1 та розпірним гвинтом загерметизувати корок 3.
5. Після припинення бурхливого випаровування азоту, обумовленого заохолодженням кріовставки під'єднати каббель до контактної площадки 8.
6. Виставити величину вимірювального струму через зразок, контролюючи його значення по вольтметру, котрий включений до еталонного опору. Значення струму вибирають в границях 1 мкА- 100мА, але нижче від I_c .
7. Подати струм на нагрівач 5 та ввімкнути запис самописця.

8. При досягненні температури 92 К вимкнути запис а також живлення нагрівача. Проконтролювати незмінність вимірювального струму.

Зняття вольт-амперних характеристик

1. Зняття вольт-амперних характеристик виконується в ручному режимі при відомій величині T_c .

2. Виконати наведені вище пункти 1 - 5.

3. Ввімкнути регулятор температури на задане значення $< T_c$.

4. При досягненні заданої температури (контролюється термодатчиком) виставити значення вимірювального струму (певного для конкретного надпровідника) мкА та, збільшуючи його спостерігати появу падіння напруги на потенційних зондах. Перемикаючи напрям струму, зняти та записати кілька значень струму і відповідних значень напруги.

5. При допомозі регулятора температури виставити значення температури, що відрізняється від попереднього на 10 К, але нижче T_c .

6. Повторити п.4 для цієї температури при тому самому значенні струму.

7. Виконати аналогічні вимірювання для величин струмів заданих викладачем.

Примітка : Під час проведення вимірювань при вимкненому відкачному насосі, слідкуйте за тим, щоб вентиль на відкачному патрубку був постійно відкритим.

Обробка експериментальних даних

1. За отриманими залежностями $\rho = f(T)$ визначити величину T_c - критичної температури надпровідного переходу, а також інтервал переходу ΔT . Оцінити хід залежності та зробити висновки про характер переходу до надпровідного стану.

2. Побудувати вольт-амперні характеристики надпровідника При цьому величина струму визначається, як відношення значення падіння напруги на еталонному опорі до величини цього опору $R_{ет}$.

3. Визначити величину критичного струму I_c за отриманими вольт-амперними характеристиками матеріалу.

Контрольні запитання

1. Явище надпровідності при азотних температурах, пояснення його природи.

2. Чому високотемпературні надпровідники відносяться до надпровідників II роду?

3. Поняття критичного струму надпровідника.

4. Можливості практичного використання надпровідників.

5. В чому суть ефекту Мейснера-Оксенфельда?
6. В чому полягає різниця між надпровідниками I та II роду?
7. Чому підвищення температури руйнує надпровідність?
8. Чому надпровідність руйнується магнітним полем?

ЛІТЕРАТУРА

1. Физика конденсированного состояния/ Веркин Б.И., Дмитренко И.М., Еременко В.В. и др. Киев: Наук. думка, 1985. 280с.
2. Формозов Б.Н. Экспериментальная техника в физике сверхпроводников. Киев: "Вища школа", 1978, 200с.
3. Теплообмен при кипении азота и вопросы охлаждения высокотемпературных сверхпроводников./Кириченко Ю.А., Козлов С.М., Русанов К.В. и др. Киев: Наук. думка, 1992, 278 с.
4. Высокотемпературные сверхпроводники: Пер. с англ. Под ред. Д.Нелсона, М. Уиттингема, Т. Джорджа. М.: Мир, 1988. 400с.
5. Электрофизические проблемы использования сверхпроводимости. Глебов И.А., Лаверник Ч., Шахтарин В.Н. Л.: "Наука". 1980г.
6. Физика металлов. М.В. Белоус, М.П. Браун. Вища школа, 1986, 344с. (гл.4, с.130-142).

**Дослідження магнітних характеристик
ферромагнітних плівок та стрічок за
допомогою магнітооптичного гістеріографа.**

Мета роботи: виміряти магнітні характеристики ферромагнітних матеріалів при допомозі магнітооптичного гістеріографа з реалізацією меридіонального ефекту Керра.

Обладнання: магнітооптичний гістеріограф, осцилограф С1-19Б або С1-101/1, вольтметр Ф584, амперметр Ф584, два блоки індикації Ф5095, два авто-трансформатори ЛАТР Э378, зразки плівок 0.1-0.2 мкм на скляній основі, аморфні ферромагнітні стрічки.

Теоретичні відомості .

При відбитті плоскополяризованого випромінювання від намагніченого ферромагнетика відбувається повертання площини поляризації на деякий кут φ_k

$$\varphi_k = kI$$

де k - постійна Керра, що визначається речовиною зразка

I -технічна намагніченість.

Ефект зміни стану поляризації світлового потоку при віддзеркаленні від ферромагнетика називають магнітооптичним ефектом Керра. Цей ефект можна використовувати для вивчення магнітних характеристик ферромагнетиків, зокрема, тонких плівок. Оскільки зміна кута повороту площини поляризації пропорційна зміні намагніченості,

тобто відповідає залежності $\frac{I(H)}{I_s}$, то при реєстрації залежності

керрівського кута повороту площини поляризації φ_k від H - напруженості магнітного поля, фактично отримують петлю гістерезису в координатах

H , $\frac{I(H)}{I_s}$ за якою безпосередньо визначають багато важливих

магнітних параметрів речовини.

Криві намагнічування та перемагнічування (петлі магнітного гістерезису), які реєструються в статичному чи динамічному режимах, являються найбільш інформативними характеристиками магнітних плівок, пластин, тощо. За ними визначається значна кількість основних магнітних параметрів.

До числа головних магнітних параметрів тонких плівок та ферромагнітних стрічок, значення яких не є структурно чутливими, відносять постійну обмінної взаємодії A (Дж/м), намагніченість насичення (спонтанна намагніченість) I_s (А/м), температура Кюрі T_c та температура Неєля T_N (в кельвінах). Основними структурно чутливими магнітними характеристиками є початкова магнітна сприйнятливість $\chi_{\text{поч}}$, коерцитивна сила H_c (А/м), константа магнітострикції λ_s , та константи різних видів магнітної анізотропії - магнітокристалічної (кристалографічної) K_a , ромбічної K_r , перпендикулярної K_p , одноосної (в площині зразка) K_u (Дж/м), яким відповідають поля анізотропії H_a , H_r , H_p , H_u (А/м).

За кривою намагнічування та петлею гістерезису можна визначити намагніченість насичення I_s , початкову магнітну сприйнятливість $\chi_{\text{поч}}$, коерцитивну силу H_c , константи магнітострикції та анізотропії, а крім того, ряд таких важливих параметрів ферромагнетика, як залишкова намагніченість, коефіцієнт прямокутності, втрати на гістерезис, енергія намагнічування та ін.

Якщо криву отримують на повністю розмагніченому зразку поступовим збільшенням постійного магнітного поля H , то така крива має назву первинної. При перемагнічуванні матеріалу магнітним полем, амплітуда якого постійно зростає отримують основну криву намагнічування, з'єднуючи вершини симетричних частинних циклів.

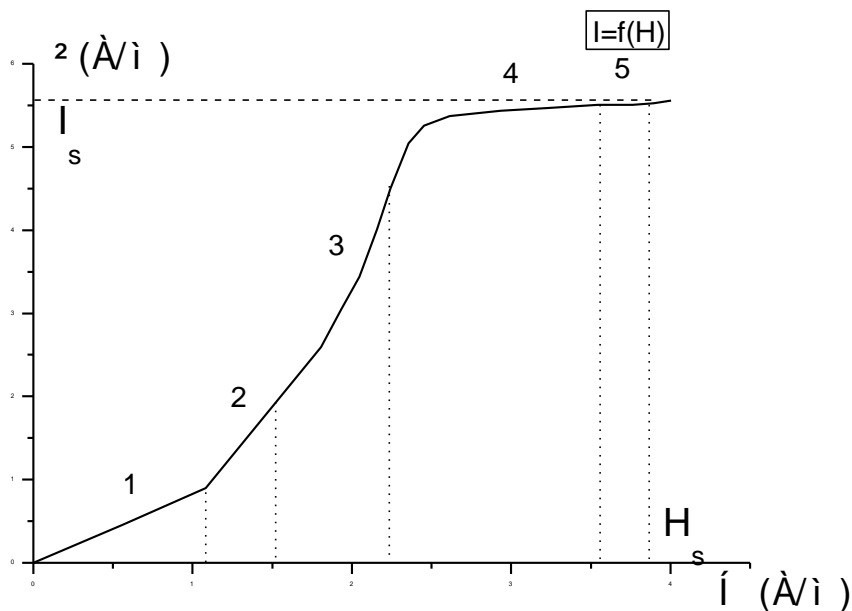


Рис. 13.1. Крива намагнічування

Криву намагнічування умовно поділяють на кілька характерних областей.

Область 1 називають областю початкового намагнічування, для якої справедлива рівність

$$I = \chi H, \quad (13.1)$$

де I - намагніченість, H - значення магнітного поля, χ - початкова магнітна сприйнятливості, область Релея 2, область найбільшої магнітної сприйнятливості 3, область наближення до насичення 4, для якої справедливий зв'язок між намагніченістю та зовнішнім прикладеним магнітним полем

$$I = I_s \left(1 - \frac{a_1}{H} - \frac{a_2}{H^2} - \frac{a_3}{H^3} - \dots\right) + I_p, \quad (13.2)$$

де I_s - намагніченість насичення, I_p - намагніченість парапроцесу, $a_1, a_2, a_3 \dots$ - постійні, та область 5 - область парапроцесів. В області Релея залежність між намагніченістю і полем має квадратичний характер, в області 5, коли зміщення границь доменів та процеси повертання векторів спонтанного намагнічування можна вважати закінченими, незначна зміна намагніченості відбувається за рахунок безпосереднього збільшення магнітного моменту матеріалу під дією поля.

З кривої намагнічування, крім початкової магнітної сприйнятливості (рівняння (1)) можна визначити максимальну сприйнятливості в області 3, намагніченість насичення I_s , величину поля насичення H_s . Роботу намагнічування, яка необхідна для переходу зразка з розмагніченого стану до стану насичення можна обрахувати за формулою

$$W = \int_0^{I_s} H dI \quad (13.3)$$

вона відповідає площі (рис.1) обмеженій кривою намагнічування, віссю ординат та лінією $I = I_s$.

При перемагнічуванні зразка за циклом $+H_{max}, 0, -H_{max}, 0, +H_{max}$ намагніченість буде змінюватись за циклом наведеним на рис.13.2. Залежність $I = f(H)$ при циклічному перемагнічуванні називають петлею гістерезису. Відмітимо, що для отримання граничної гістерезисної петлі, амплітуда перемагнічуючого поля $+H_{max}$ повинна перевищувати поле коерцитивної сили H_c не менше ніж в 5 разів, тобто $+H_{max} \geq 5H_c$.

За гістерезисною петлею можна визначити наступні характеристики:

I_r - залишкова намагніченість; це значення намагніченості зразка, яке досягається при зменшенні магнітного поля від H_{max} до $H = 0$.

H_c - поле коерцитивної сили (коерцитивна сила); це значення магнітного поля, яке необхідно для того, щоб перевести зразок з стану залишкової намагніченості до розмагніченого стану ($I = 0$).

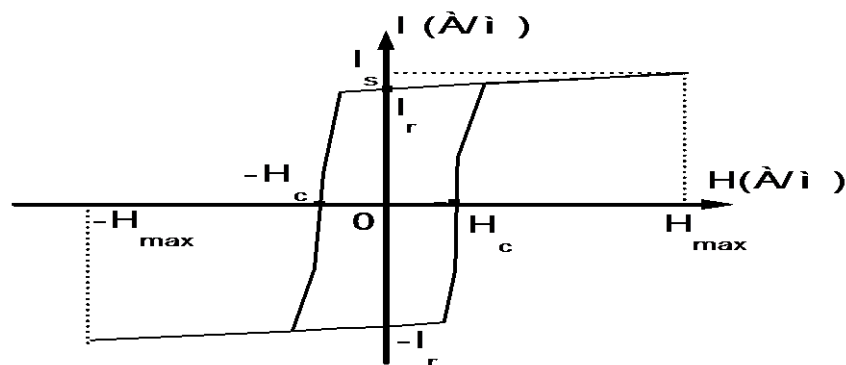


Рис.13.2. Петля гістерезису з позначенням основних параметрів

При використанні магнітних матеріалів з прямокутною гістерезисною петлею у якості складових елементів магнітних перемикачів та підсилювачів, а також в елементах пам'яті, важливі такі характеристики, як коефіцієнт прямокутності k_p та коефіцієнт квадратності R_s петлі гістерезису. Коефіцієнт прямокутності

$$k_p = \frac{I_r}{I_s} \quad (13.4)$$

дорівнює відношенню залишкової намагніченості до намагніченості насичення, (часто замість I_s беруть I_{max} граничної петлі гістерезису).

Коефіцієнт прямокутності визначають за формулою

$$R_s = \frac{I_1}{I_2}, \quad (13.5)$$

де I_1 - намагніченість зразка при $H = -\frac{2}{3}H_c$

I_2 - намагніченість зразка при $H = -\frac{4}{3}H_c$

Робота намагнічування, про яку згадувалось вище, нагромаджується в магнетикі як потенціальна енергія, а частково розсіюється в ньому у вигляді тепла. В кінці одного гістерезисного циклу, коли відбувається повернення до початкового стану, потенціальна енергія приймає первинне значення, і тому вся вироблена за цикл робота, повністю перетворюється в теплоту. Вона носить назву втрат на гістерезис та визначається за виразом

$$W_h = \oint H dI \quad (13.6)$$

і може бути знайдена як площа петлі гістерезису.

Опис експериментальної установки

До складу експериментальної установки, схематично зображеної на рис.13.3, входить магнітооптичний гістеріограф 1, два, включених паралельно лабораторних автотрансформатори 2 і 3, які забезпечують плавне регулювання струму електромагніту. В це ж коло ввімкнено опір 4, сигнал з якого подається на горизонтально відхиляючі пластини осцилографа 5 та амперметр 6 для реєстрування струму електромагніту з

подальшим визначенням амплітуди перемагнічуючого поля. Блоки індикації 8 і 9 під'єднані до сельсинів, які встановлені на взаємноперепендикулярних гвинтових осях координатного стола. Така система дозволяє здійснювати та реєструвати переміщення зразка з точністю $\pm 1\text{мкм}$. Як намагнічуюча система в магнітооптичному гістеріографі на меридіональному ефекті Керра, використовується кільцевий електромагніт 10, з осердям, зібраним з тонких пластин електротехнічної сталі та двох обмоток, що вмикаються послідовно. Над електромагнітом розташований координатний стіл 11, всередині якого змонтовано предметний столик 12 для розміщення та закріплення зразка 13. Зразок розміщується над електромагнітом на висоті рівній половині ширини зазору осердя. В цій області магнітне поле однорідне. Як джерело випромінювання в гістеріографі використовується оптичний квантовий генератор - гелій-неоновий лазер 14, лінійно поляризоване випромінювання якого, за допомогою фокусуєчої системи 15 концентрується на зразку. Після відбиття від поверхні зразка промінь фокусується об'єктивом 16 на аналізатор 17, роль якого виконує призма Волластона.. Два промені, що виходять з неї за допомогою дзеркал 18 спрямовуються на два фотодіоди 19 (ФД-24К). Світловий сигнал за допомогою фотодіодів перетворюється в електричний, який після диференційного підсилювача 20 подається на вхід "У" осцилографа 5. Паралельно з подачею на вертикально відхиляючі пластини осцилографа, сигнал, пропорційний намагніченості зразка подається на вольтметр 7.

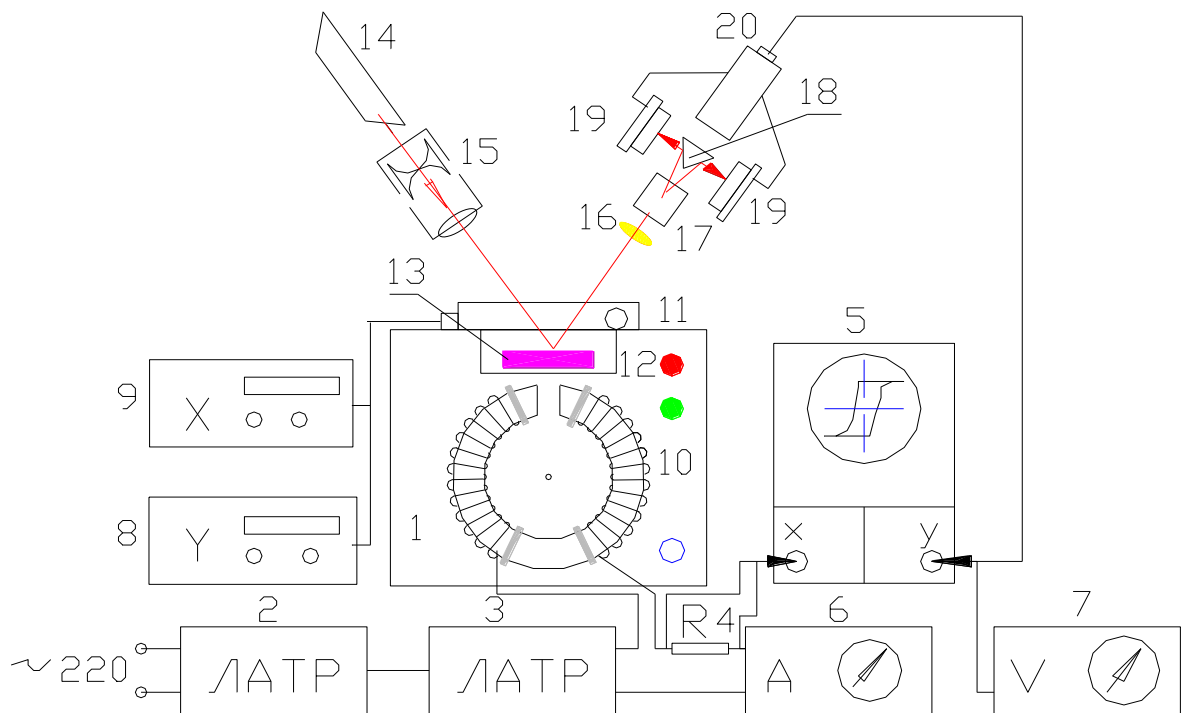


Рис.13.3. Схематичне зображення експериментальної установки.

Порядок виконання роботи

Вимірювання кривих намагнічування

1. Перевірити правильність вмикання приладів у відповідності з схемою наведеною на рис.13.3. Перевести регулятори ЛАТРів проти годинникової стрілки в крайнє ліве положення.

2. Ввімкнути живлення приладів. Після прогрівання на протязі 10хв. виконати калібрування амперметра 6, вольтметра 7 та осцилографа 5 у відповідності з технічними описами цих приладів.

3. Встановити досліджувану плівку чи стрічку на предметному столику так, щоб її поздовжня вісь співпадала з напрямом перемагнічуючого поля.

4. Розмагнітити зразок, для чого подати на електромагніт струм 1 А (контроль за амперметром 6) з наступним плавним зменшенням його до 0.

5. Збільшуючи амплітуду струму живлення електромагніту від нульового значення, записати не менше 10 значень величини струму (амперметр 6) та відповідних значень напруг (вольтметр 7) пропорційних намагніченості, при цьому на екрані осцилографа спостерігаються зміни часткових гістерезисних циклів. Останнє значення вимірювань має бути записано при величині поля $H \geq 10H_c$.

Вимірювання параметрів петлі гістерезису

7. Повторити виконання пунктів 1-4.

8. Встановити значення перемагнічуючого поля $H_{max} \geq 5H_c$; для цього необхідно, щоб розмах петлі по горизонталі - відстань $0-H_{max}$ в поділках (рис.13.2.) перевищувала відстань $0-H_c$ не менше ніж у 5 разів.

9. Перемикачами осцилографа “Делитель” каналу X та каналу Y встановити розміри петлі гістерезису так, щоб розміри зображення повертикалі та горизонталі не займали більш ніж 3/4 екрану.

10. Виміряти на екрані осцилографа (в поділках) максимальну амплітуду напруженості перемагнічуючого поля $0-H_{max}$, та величину поля коерцитивної сили $0-H_c$.

11. Виміряти в поділках максимальну висоту петлі $0-I_s$ та висоту точки перетину ординати $0-I_r$.

12. Виміряти висоти ординат при значеннях поля $-\frac{2}{3}H_c$ та $+\frac{4}{3}H_c$.

13. Дослідити однорідність магнітних властивостей поверхні зразка, для чого за допомогою координатного стола здійснити сканування по поверхні, відмічаючи відмінності в гістерезисних характеристиках.

Вимірювання одноосної анізотропії

14. Для вимірювання одноосної анізотропії використовується тонка плівка напилена на підкладку через круглу маску. Повторити пункти 1 - 4.
15. Переміщуючи координатний стіл виставити зразок таким чином, щоб пляма лазера знаходилась точно по центру плівки. Обертанням предметного столика впевнитись, що зміщення лазерного плями відсутнє.
16. Виконати пункти 8 - 9. Обертанням предметного столика в границях 180° визначити положення, при якому $I_r = \max$ (контроль по екрану осцилографа) та $I_s = \max$ (контроль по вольтметру).
17. Зняти криву намагнічування при такому положенні зразка.
18. Повернути зразок на 90° та отримати другу криву намагнічування у відповідності з описом наведеним вище.

Обробка експериментальних даних

1. За даними вимірювань побудувати криву намагнічування. Значення перемагнічуючого поля визначаємо за відповідними значеннями струму електромагніту. Значення намагніченості насичення береться за довідником для даного складу матеріалу.
2. За кривою намагнічування визначити початкову та максимальну магнітні сприйнятливості ($\chi_{\text{поч.}}$ та χ_{max}), значення насичуючого поля H_s .
3. Розрахувати роботу намагнічування W згідно програми, що додається. При розрахунку W використовується інтерполяція ермітовим сплайном третьої степені; при кроці інтерполяції 0.01 А/м похибка не перевищує 2%.
4. За даними вимірювань петлі гістерезису визначити величину H_c (А/м) (ціну поділки на екрані осцилографа по осі поля визначаємо, як відношення значення перемагн. поля H_n , знайдене за градуовальною таблицею для значення струму електромагніту відповідного для максимального розмаху петлі по горизонталі до значення $0-H_{\text{max}}$ в поділках, тобто $\frac{H_n}{H_{\text{max}}}$; аналогічно, ціна поділки по осі намагніченості в (А/м) визначається як відношення I_s (за довідником) в (А/м) до значення I_s в поділках, визначеного на екрані осцилографа), залишкову намагніченість I_r , коефіцієнти прямокутності k_p та квадратності R_s (за формулами 13.4 та 13.5).
5. Обчислити константу одноосної анізотропії $K_u = W_\perp - W_{\uparrow\uparrow}$, де W_\perp - робота намагнічування в напрямку осі важкого намагнічування, $W_{\uparrow\uparrow}$ - робота намагнічування в напрямку осі легкого намагнічування. W_\perp та $W_{\uparrow\uparrow}$ розраховується як вказано в п.3.
6. Зробити висновки по роботі.

Контрольні запитання

1. В чому відмінність між магнітомягкими та магнітотвердими матеріалами і як вони використовуються?
2. Чи впливає форма зразку на вимірювані магнітні характеристики?
3. З'ясуйте суть понять зворотне та незворотне перемагнічування.

Література

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики.Т.3. Электричество. М.: Наука,1983.
2. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: 1971.
3. Суху Р. Магнитные тонкие пленки. 1967.
4. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Т.1. Магнитные свойства вещества. М.: “Мир”. 1983, 302с.
5. Мишин Д.Д. Магнитные материалы.-М.:”Высшая школа” 1976, 384с.

**Дослідження доменної структури ферромагнетиків при
допомозі магнітооптичних ефектів Керра та Фарадея.**

Мета роботи: Вивчення основного стану ферромагнітного матеріалу та його змін в постійних магнітних полях, перемінних полях промислової частоти та після деяких видів обробки матеріалу.

Обладнання: 1. Пристрій для спостереження та фотографування структури ферромагнетика.
2. Пристрій для розмагнічування зразків.
3. Пристрій для термообробки.

Теоретичні відомості.

Постійне вдосконалення та ускладнення систем автоматичного управління, інформаційно - вимірювальної та обчислювальної техніки обумовлює все більш високі вимоги до технічних засобів необхідних для їх реалізації, до їх надійності, вартості та т.п. Це визначає широкий фронт інтенсивних досліджень як в області створення нових, так і при вдосконаленні наявних магнітних елементів для запису інформації.

Переваги магнітних елементів - висока надійність, радіаційна стійкість та теплостійкість, здатність зберігати інформацію без споживання енергії та ін. - в значній мірі визначає те провідне місце, яке займає магнітна техніка, та дозволяють віднести магнітні елементи до числа найбільш ефективних та перспективних засобів автоматики, промислової електроніки та обчислювальної техніки. Розвиток інших технічних засобів і в першу чергу напівпровідникової мікроелектроніки не тільки не зменшило ролі та значення магнітних елементів, але і навпаки, відкрило нові можливості їх використання. В багатьох випадках оптимальні, а іноді і єдино можливі рішення технічних задач досягаються шляхом спільного використання магнітних та напівпровідникових елементів. В останні десятиліття інтенсивно розвивається новий клас магнітних матеріалів – аморфні ферромагнетики. Створюються нові матеріали як для запису інформації (елементи перехідної групи з рідкоземельними металами) так і магнітомягкі матеріали для використання в якості сердечників електротехнічних пристроїв, перемикачів, елементів автоматики (метали перехідної групи з добавками металоїдів).

Експериментальні методи спостереження доменних структур.

Розподіл самовільної намагніченості в магнітних матеріалах має вигляд так званої доменної структури, або структури областей самовільної намагніченості. Сукупність доменів та міждоменних границь складає доменну структуру магнітного матеріалу. Взаємодія цієї структури з дефектами кристалічної ґратки та з макроскопічними дефектами, в кінцевому рахунку визначає всі структурно чутливі характеристики магнітних матеріалів.

Вектори самовільної намагніченості доменів напрямлені вздовж осей легкого намагнічування. У випадку магнітоодновісного кристалу, коли наявна тільки одна вісь легкого намагнічування, в розмагніченому стані весь об'єм кристалу буде розбитий лише на дві групи доменів. Напрями векторів самовільної намагніченості в цих групах доменів протилежні. Кожна з цих груп доменів називається магнітною фазою. Кількісною характеристикою магнітної фази є її відносний кристалу $n_i = \frac{V_i}{V}$, де V_i - об'єм кристалу, зайнятий i -тою фазою; V - весь об'єм кристалу. У випадку розмагніченого одноосного кристалу $n_i = \bar{n}_i = \frac{1}{2}$, де \bar{n}_i - магнітна фаза з протилежним напрямом вектора намагніченості відносно вектора фази n_i . У випадку матеріалів з трьома осями легкого намагнічування (матеріали з кристалічною решіткою об'ємноцентрованого куба - Fe, FeSi та ін.), максимальне число магнітних фаз буде 6, $n_1 = \bar{n}_1 = n_2 = \bar{n}_2 = n_3 = \bar{n}_3 = \frac{1}{6}$ - для ізотропного розмагніченого стану. Можуть бути інші співвідношення фаз в розмагніченому стані феромагнітного кристалу. Магнітні речовини з кристалічною решіткою гранецентрованого кубу (наприклад, залізонікелеві сплави) мають чотири осі легкого намагнічування. Можлива кількість магнітних фаз в таких матеріалах рівна восьми. Якщо в розмагніченому стані, тобто, коли $n_i = \bar{n}_i$ з'ясується, що $n_i \neq n_k$, то це означає, що має місце так звана магнітна текстура в магнітному матеріалі. Магнітна текстура може бути створена пружними напруженнями, термомагнітною та термомеханічною обробкою матеріалу. В багатьох випадках магнітна текстура являється наслідком кристалографічної текстури. Вона може впливати на магнітні властивості, особливо на початкову та максимальну магнітні проникненості матеріалу. В стані, коли має місце залишкова намагніченість хоча б для деяких i -х фаз $n_i \neq \bar{n}_i$ можуть бути випадки коли $n_i \neq n_k$. Однак останній випадок звичайно не називають магнітною текстурою, оскільки після доведення залишкової намагніченості до 0, тобто, після розмагнічування, знову встановлюється рівність відносних кількостей магнітних фаз.

Самовільна намагніченість I_s обумовлена потужною електростатичною обмінною взаємодією електронів в магнітних матеріалах. Мінімуму енергії обмінної взаємодії $W_{об}$ відповідають

паралельна (ферромагнетизм), антипаралельна (ферімагнетизм), віялоподібна чи інша впорядкована орієнтація спінових моментів електронів. Виникнення спрямованих напрямків в орієнтації спінів саме свідчить, що самовільно, тобто без впливу зовнішнього магнітного поля утворюється намагніченість коли магнітний матеріал не є однорідним. Однак, досвід показує, що в магнітних матеріалах магнітновпорядкований стан, однорідний по всьому об'єму, спостерігається лише в специфічних умовах:

А) коли магнітний матеріал знаходиться під впливом зовнішнього сильного поля;

Б) коли магнітний матеріал з високим значенням коерцитивної сили перебуває в стані з великою залишковою намагніченістю;

В) коли магнітний матеріал являє собою сукупність малих однодомених частинок з осями легкого намагнічування, напрямленими вздовж вектора поля.

У всіх цих випадках величина намагнічування I рівна величині самовільної намагніченості I_s . Незважаючи на те, що величини енергії магнітокристалічної ($W_{кр.}$), магнітопружної ($W_{пр.}$), магнітостатичної ($W_{ст.}$) взаємодій в порівнянні з енергією обмінної взаємодії ($W_{об.}$) мають значно менші (в десятки та сотні разів) значення, все ж, як показують досліді, навіть в бездефектному кристалі має місце (в малих об'ємах) порушення магнітновпорядкованого стану при температурах значно нижчих від температури Кюрі.

Дефекти, що завжди наявні в реальних магнітних матеріалах, є додатковими джерелами порушення самовільної намагніченості. В результаті виникає той чи інший розподіл самовільної намагніченості I_s по об'єму магнітного матеріалу, що відповідає мінімуму сумарної енергії:

$$W = W_{об.} + W_{кр.} + W_{пр.} + W_{ст.}$$

Необхідно відмітити, що обмінна взаємодія є близькодіючою, а магнітні взаємодії (магнітокристалічна, магнітопружна та магнітостатична) - далекодіючі. Ці відмінності у взаємодіях електронів визначають специфіку розподілу самовільної намагніченості по об'єму магнітного матеріалу.

Першим безпосереднім доказом існування доменів був відкритий в 1919 р. ефект Баркгаузена. Суть його полягає в тому, що при поступовому зростанні намагнічуючого зовнішнього поля намагніченість у ферромагнетику зростає не плавно, а стрибкоподібно. Це пояснюється збільшенням об'ємів доменів, вектори намагніченості I_s яких співпадають (чи близькі за напрямом) з напрямом поля H за рахунок доменів з антипаралельними або розташованими під іншими кутами по відношенню до поля напрямками намагніченості.

В 1931 р. Н.С. Акуловим (та незалежно Біттером) був розроблений метод, що дозволив спостерігати границі доменів. Суть його полягає в тому, що на відполіровану електролітичним способом поверхню

розмагніченого зразка (методика наведена в кн. “А.А. Преображенский. Магнитные материалы и элементы. Высш.школа.М.: 1976, 335с., на стр.59) наносять колоїдний розчин тонкого феромагнітного порошку після чого в мікроскоп спостерігають фігури, що утворюються (фігури Акулова-Біттера), які є границями доменів. Концентрація частинок порошку на границях пояснюється тим, що вони притягуються потоками розсіювання, які утворюються в цих місцях.

Для дослідження доменних структур, крім методу порошкових фігур, розроблені методи на основі магнітооптичних ефектів Фарадея та Керра, метод з використанням електронного мікроскопу, холловських та пермалоевих датчиків та деякі інші.

Проходження плоскополяризованого світла через намагнічене середовище приводить до змін у промені світла, які можна з успіхом використовувати для спостереження доменної структури.

Фарадей, першим встановив, що при проходженні плоскополяризованого світла через середовище, хоча б частково намагнічене паралельно напрямку поширення світла, спостерігається обертання площини поляризації. В тонких феромагнітних плівках існує порівняно значне повертання площини поляризації світла, пропорційне намагніченості плівки. Площина поляризації світла змінюється також при відбиванні його від намагніченої поверхні. Це явище відоме як ефект Керра. Існує кілька видів ефекту у відповідності з взаємною орієнтацією вектора намагніченості, електричного вектора світлової хвилі і площини падіння світла.

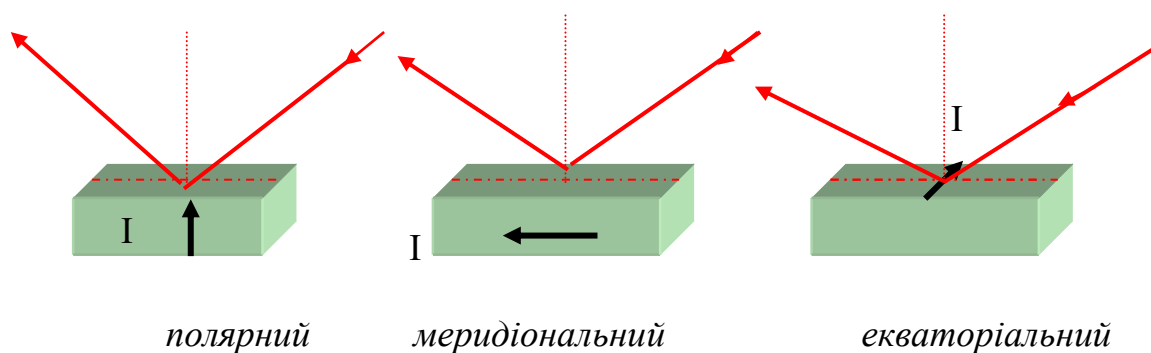


Рис.14.1. Види ефекту Керра.

Всі три ефекти можуть використовуватись для спостереження доменної структури. Однак, наприклад, при використанні меридіонального ефекту Керра максимум спостерігається при кутах падіння приблизно 60° . При такому куті отримують оптимальне співвідношення наступних факторів: коефіцієнта відбиття, глибини проникнення світла в поверхневий прошарок металу та величини перпендикулярної до намагніченості складової електричного вектора.

Цікаво відмітити, що масштаб зображення доменів спотворюється внаслідок падіння під кутом. Зображення розтягнуте в напрямі площини падіння. Обмежена глибина різкості об'єктиву приводить до того, що в фокусі знаходиться тільки вузька смужка, перпендикулярна до площини падіння.

Для спостереження доменної структури зручно використовувати полярний ефект Керра. В цьому випадку зразок (тонка плівка) намагнічується в напрямі перпендикулярному до його площини. Промінь світла падає на поверхню під кутом близьким до 90° . Це запобігає спотворенню зображення. В процесі перемагнічування зразка може статися, що вектори намагнічення двох сусідніх доменів антипаралельні. Тоді повертання площин поляризації світлових променів, що відбилися від доменів з різними напрямками намагніченості, будуть відбуватись у взаємно протилежних напрямках. Розміщуючи на шляху відбитого світлового пучка аналізатор, можна спостерігати доменну структуру у вигляді темних і світлих областей.

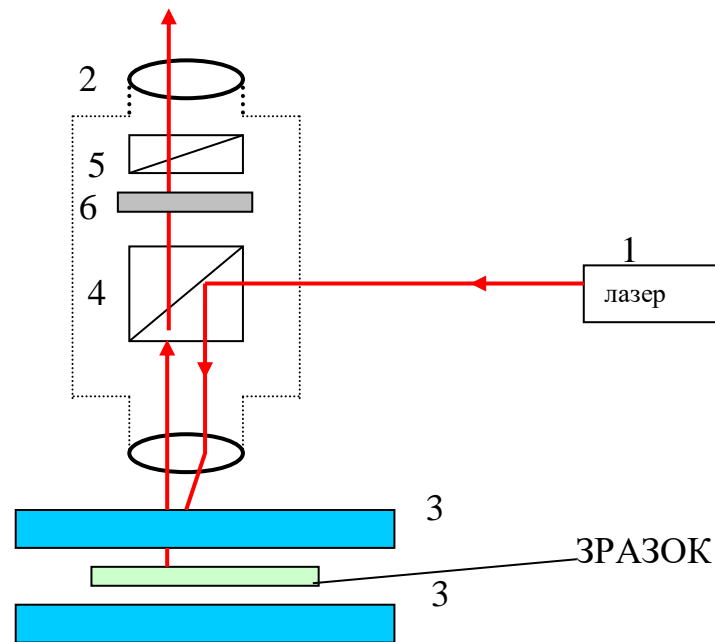


Рис.14.2. Схематичне зображення установки для спостереження доменної структури за допомогою полярного ефекту Керра.

Установка для спостереження доменної структури складається з джерела когерентного плоскополяризованого випромінювання 1 – лазера ЛГ-78, мікроскопа 2 та намагнічуючої системи 3 (котушок Гельмгольца), в центрі яких на предметному столику розташований зразок. В мікроскопі між об'єктивом та окуляром розміщується напівпрозора призма 4 та поляроїд 5. Предметний столик та намагнічуюча система виконані таким чином, що забезпечується переміщення зразка одночасно з котушками

Гельмгольца в вертикальному напрямі і вздовж одного напрямку в горизонтальній площині. Нейтральний світлофільтр (не впливає на площину поляризації та довжину хвилі випромінювання) зменшує інтенсивність світлового потоку, котрий попадає в око, що унеможливорює пошкодження сітківки при спостереженні доменної структури.

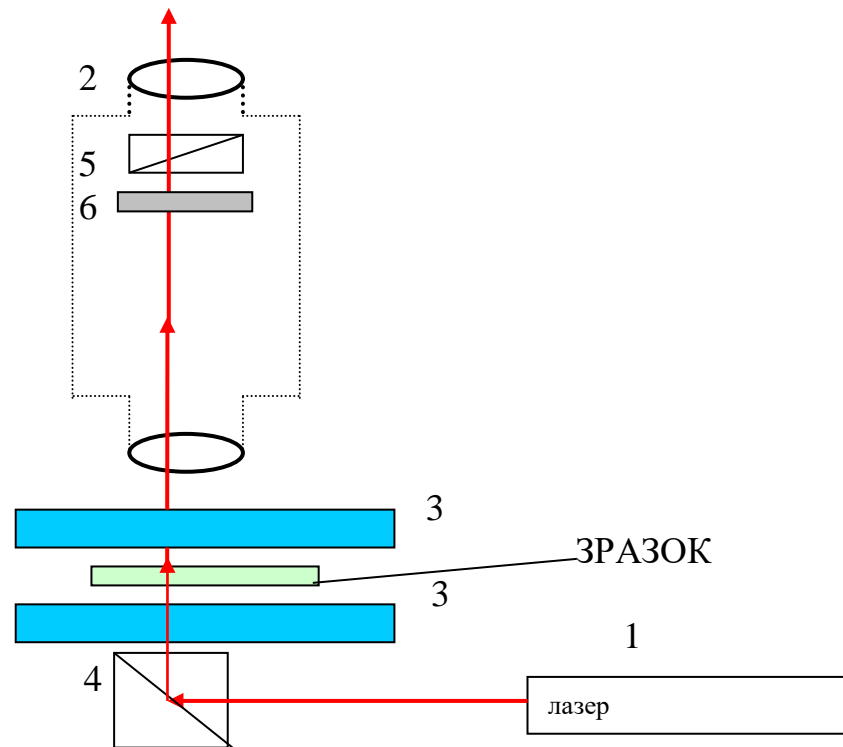


Рис.14.3. Схематичне зображення установки для спостереження доменної структури за допомогою ефекту Фарадея.

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитись з методичними вказівками до лабораторної роботи та інструкцією на робочому місці.
2. Зібрати установку для спостереження доменної структури за допомогою ефекту Фарадея згідно схемі наведених на рис. 14.2.
 - 2.1 Розмістити зразок (ітрій-гранатова плівка $Y_3Fe_5O_{12}$) при допомозі діафрагмового тримача в центрі котушок Гельмгольца.
 - 2.2 Розмагнічування здійснюється в змінному магнітному полі з частотою 50 Гц (живлення котушок Гельмгольца від змінної напруги УИПа) з плавним зменшенням амплітуди перемагнічуючого поля від величини, що перевищує $5H_c$ ($H_c \approx 8$ А/м) до нуля (контроль магнітного поля здійснюється при допомозі амперметра блоку живлення, величина напруженості магнітного поля при використанні котушок Гельмгольца

розраховується за співвідношенням $H = \left(\frac{2}{\sqrt{5}}\right)^3 \frac{In}{R}$, де I - величина струму, n - загальна кількість витків обох кілець $n =$, R - середній радіус намоток.

Примітка: При виконанні робіт з лазером необхідна обережність, щоб прямий лазерний промінь не потрапив на сітківку ока!!!

- 2.3 Повертанням окуляра, що з'єднаний з поляроїдною плівкою (аналізатором) на невеликий кут вправо чи вліво та переміщенням зразка для фокусування добитись появи основної доменної структури необхідного контрасту.
- 2.4 За допомогою окуляра з візирною лінійкою можна визначити період доменної структури, або найбільшу та найменшу ширину доменів.
- 2.5 Визначити кут (відлік проводиться по лімбу окуляра) між намагніченностями сусідніх доменів, тобто кут, при якому інтенсивності їх освітлення міняються місцями.
- 2.6 При фотографуванні доменної структури окуляр замінюється фотокамерою зі спеціальним перехідником.
- 2.7 Спостерігати зміни доменної структури при збільшенні постійного магнітного поля (живлення котушок Гельмгольца від клем постійної напруги УИПа) та зміні напрямку магнітного поля. Визначити поле насичення H_s , поле старту H_{st} та поле коерцитивної сили H_c .
3. У відповідності зі схемою рис. Та інструкцією на робочому місці переобладнати установку для спостереження доменної структури за допомогою ефекту Керра.
- 3.1. Фокусуючи випромінювання на поверхні зразка повторити пункти 2.1 – 2.6 для даного випадку. Відмітимо, при використанні ефекту Керра спостерігається виключно поверхнева доменна структура.
4. Обробка результатів досліджень здійснюється за програмою запропонованою викладачем.

Програма роботи студентів.

1. Вивчення доменної структури зразків в вихідному стані після розмагнічування в динамічному та квазістатичному режимах (порівняння доменних структур, пошук відповідної моделі).
2. Спостереження змін доменної структури при намагнічуванні постійним магнітним полем (визначення коерцитивної сили, визначення поля насичення).

Контрольні запитання.

1. Чим обумовлено виникнення доменів у феромагнетиках?
2. Від чого залежить повертання площини поляризованого світла при відбиванні від феромагнітного дзеркала?
3. Як визначити коерцитивну силу H_c при спостереженні доменної структури? Які ще магнітні характеристики можна при цьому оцінити?
4. Що таке магнітна анізотропія та від чого вона залежить?
5. Чому при відбиванні лінійно поляризованого випромінювання від поверхні металічного феромагнетика виникає еліптична поляризація?

ЛІТЕРАТУРА

1. Соколов Л.В. Оптические свойства металлов М., 1964.
2. Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А. В мире магнитных доменов. К.: «Наукова думка» 1986, 160с.
3. Тикадзumi С. Физика ферромагнетизма в 2т. М.: "Мир"1983г.
4. Мишин Д.Д. Магнитные материалы. М.: Высшая школа,1991, 384с.

Вивчення переходу надпровідника в діамагнітний стан методом «паралельного коливального контуру».

Мета роботи: Дослідження температурної залежності переходу ВТНП у надпровідний стан (у діамагнітний стан) методом вимірювання параметрів паралельного коливального контуру

Теоретичні відомості.

Однією з найбільше актуальних областей фізики, що активно розвиваються, є вивчення таких явищ як магнетизм і надпровідність – системи з великим числом взаємодіючих часток. Для розв'язання подібних задач розроблені могутні математичні методи, частково запозичені з теорії поля. Використовуються так само найсучасніші методи досліджень - ультразвук і інфрачервоне випромінювання, сильні магнітні поля і низькі температури.

Але всі ці розробки спираються, по суті справи, на невелике число основних положень. Перелічимо їх.

Деякі атоми (молекули) в основному стані мають сумарний електронний спін відмінний від нуля. При «пакуванні» атомів з ненульовими спінами у тверде тіло атомні спіни або взаємно компенсуються або зберігають своє значення. В першому випадку тіло стає діамагнетиком, в другому – парамагнетик.

Парамагнетики в порівнянні з іншими тілами мають додаткові ступені свободи – спіни можуть по – різному орієнтуватися в просторі. Зовнішнє магнітне поле магнітне поле орієнтує („вишиковує”) спіни. Крім взаємодії з зовнішнім магнітним полем атомні спіни також взаємодіють і між собою, взаємодія носить, в основному, обмінний характер. Завдяки обмінній взаємодії, при зниженні температури до певного значення температури – точці Кюрі « T_k », спіни самовільно (спонтанно) впорядковуються: в речовині встановлюється феромагнітний, або антиферомагнітний порядок. Це відбувається як фазовий перехід другого роду. Основному стану твердого тіла при абсолютному нулі відповідає ідеальний дальній порядок. Невеликі відхилення від основного стану описуються спіновими хвилями або « квантовою мовою » - магнонами. Закон дисперсії магнона «залежність енергії магнона від його квазіімпульсу» зв'язаний зі структурою основного стану. Магнони так як і фотони та фонони описуються статистикою Бозе-Ейнштейна.

Аналогічно, в ансамблях електронів (ненульовий спін) внаслідок електрон – фононної взаємодії в надпровідниках утворюються так звані „куперівські пари” електронів зі скомпенсованим (нульовим) спіном.

Куперівські пари в результаті описуються статистикою Бозе – Ейнштейна і наслідком є зникнення електричного опору. Енергія зв'язку цих пар незначна і тому їхнє виникнення можливе лише при криогенних температурах.

Історія надпровідності характеризується ланцюжком відкриттів усе більш і більш складних надпровідних структур, своєрідною «хімічною еволюцією» від простого до складного. Вона бере початок з 1911 р. В цьому році голландський фізик Камерлінг-Оннес вперше одержав рідкий гелій і тим самим відкрив шлях до систематичних досліджень властивостей матеріалів при температурах близьких до абсолютного нуля. Камерлінг-Оннес вперше також спостерігав, що при 4,2 К і нижче звичайна металічна ртуть (проста речовина), повністю втрачає електричний опір – відкрив явище надпровідності. Це виявилось особливо дивним, тому що ртуть при звичайних умовах представляє собою «поганий метал». Пізніше надпровідність спостерігалась і для великої кількості інших речовин, названих надпровідниками (НП). В 1933 р. Мейснер і Оксенфельд показали, що надпровідники одночасно є й ідеальними діамагнетиками, тобто цілком виштовхують магнітне поле з об'єму НП (ефект Мейснера). Відкриття надпровідності створило найширші можливості для практичного її застосування. Однак на шляху до реалізації цих ідей тривалий час існувала нездоланна перешкода — у край низька температура переходу в НП стан, названою критичною температурою (T_c). За 75 років, що пройшли з часу відкриття Камерлінг-Оннеса, цю температуру удалося «підняти» лише до 23,2 К на інтерметаліді Nb_3Ge . Додамо, що загальновизнані теорії надпровідності (перш за все теорія БКШ) породжували невір'я в принципову можливість подолання цього температурного бар'єра. Однак у 1986 р. швейцарські фізики Беднорц і Мюллер відкрили здатність переходити в НП стан при 30 К кераміки на основі оксидів міді (купритів), лантану і барію ($La_{2-x}Ba_xCu_4$).

Складні купрати аналогічного складу були синтезовані в 1978 р. Лазарєвим, Каханом і Шаплигіним, а також французькими дослідниками двома роками пізніше. На жаль, електропровідність цих зразків вимірювалась лише вище температури кипіння азоту (77 К), що не дозволило знайти ефект надпровідності. Нові напівпровідники названі високотемпературними надпровідниками, скорочено ВТНП. Найважливішою рисою відкриття ВТНП можна назвати те, що надпровідність була виявлена не в традиційних металах, інтерметалідах, органічних або полімерних структурах, а в оксидній кераміці, що в звичайних умовах виявляє діелектричні або напівпровідникові властивості. Це зруйнувало психологічні бар'єри і дозволило протягом короткого часу створити нові, більш досконалі покоління металооксидних НП. НП синтезують майже одночасно в США, Японії, Китаї: лютий 1987 р. — Чу й ін. синтезують, використовуючи ідею «хімічного стиску» для модифікування структури, керамічні НП з оксидів

барію, ітрію і міді $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ із критичною температурою 93 К, тобто вище точки кипіння азоту при атмосферному тиску; у січні 1988 р. Маєда й ін. синтезують серію сполук складу $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{x-1}\text{Cu}_x2x+4$, серед яких фаза з $x=3$ має $T_c=108\text{K}$, місяцем пізніше Шенг і Херман одержали надпровідник $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ з $T_c = 125\text{K}$, у 1993 р. відкрили ряд ртутних надпровідників складу $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{x-1}\text{Cu}_x2x+2+d$ ($x=1-6$). В даний час фаза $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+d}$ ($\text{Hg}_{?1223}$) має найбільше відоме значення критичної температури (135 К), причому при зовнішньому тиску 350 тисяч атмосфер температура переходу зростає до 164 К, що лише на 19 К нижче мінімальної температури, зареєстрованої в природних умовах на поверхні Землі. Таким чином, НП «хімічно еволюціонували», пройшовши шлях від металевої ртуті (4,2 К) до ртуть – вміщуючих ВТНП (164 К). Усього на сьогоднішній день відомо більш 50 оригінальних шаруватих ВТНП-купратів. І хоча безмідні НП відомі досить давно, на них дотепер не вдавалося досягти скільки-небудь високої температури переходу в НП стан (рекордні значення T_c для безмідних НП досягнуті в $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Bi}_3$ і у фази впровадження на основі фуллерена (Cs_3C_{60}). Окремо варто згадати також напрямок, зв'язаний зі спробами синтезу «екологічно безпечних» ВТНП, без важких металів (Hg, Pb, Ba), наприклад одержуваних під високим тиском оксикупратних фаз кальцію. У 2001 р. відкритий сплав Mg_2B (диборид магнію) з рекордною для інтерметалідів температурою переходу у надпровідний стан $T_c=39\text{ K}$. Наприкінці 60-х — початку 70-х рр були великі надії на синтез органічних комплексів з переносом заряду (КПЗ) — наприклад, комплексів en: TCNQ-TTF (тетраціанохинодиметан-тетратиофульвален). Однак, незважаючи на синтез ряду перспективних сполук, виявилось, що надпровідність у цих комплексах нестійка навіть при невеликих густинах струму.

Дослідження магнітних властивостей методом паралельного коливального контуру

.Теорія коливань і коливальних систем у науковій і технічній літературі представлена досить широко. У пропонованому авторами методі дослідження використовуються властивості коливальної системи з зосередженими параметрами, іменованої коливальним контуром, або LCR – контуром.

Скористаємося добре відомими результатами теорії. Відзначимо лише, що застосування теорії лінійних електричних кіл істотно спрощує задачу.

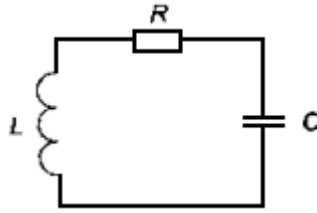


Рис.15.1. Схема коливального контуру
 L - індуктивність (Гн), C – електроємність (Ф), R – резистор (Ом).
 Результати теорії.

Модуль коефіцієнта передачі контуру:

$$A = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon^2 + \frac{\omega^2}{\omega_0^2} d^2}}$$

Де ω_0 - резонансна циклічна частота, ω - циклічна частота коливань прикладеної паралельно до контуру змінної напруги (змушуючої сили)

$\varepsilon = \frac{2\Delta\omega}{\omega_0}$ - відносний розбаланс (дорівнює ширині резонансної кривої $2\Delta\omega$ до циклічної резонансної частоти, $d = \frac{R}{\sqrt{\frac{L}{C}}}$ - називається загасанням в контурі,

$\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ - характеристичний (або хвильовий для ліній передач) опір контуру. Величина зворотна загасанню: $Q = \frac{1}{d} = \frac{\rho}{R}$ - називається добротністю контуру.

Нас, в основному, цікавлять співвідношення близькі до резонансу, тобто

$$\frac{\omega}{\omega_0} \approx 1,$$

при цьому, одержимо досить простий і широко вживаний вираз модуля амплітудно-частотної характеристики:

$$A = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon^2 + d^2}} \quad (15,1)$$

На рис.15.2 представлено ряд резонансних кривих амплітудно-частотних характеристик (АХЧ), побудованих для різних значень загасання. На графіку приведені залежності модуля імпедансу $|Z|$ в залежності від частоти f , резонансна частота контура $f_0 = 1$ МГц.

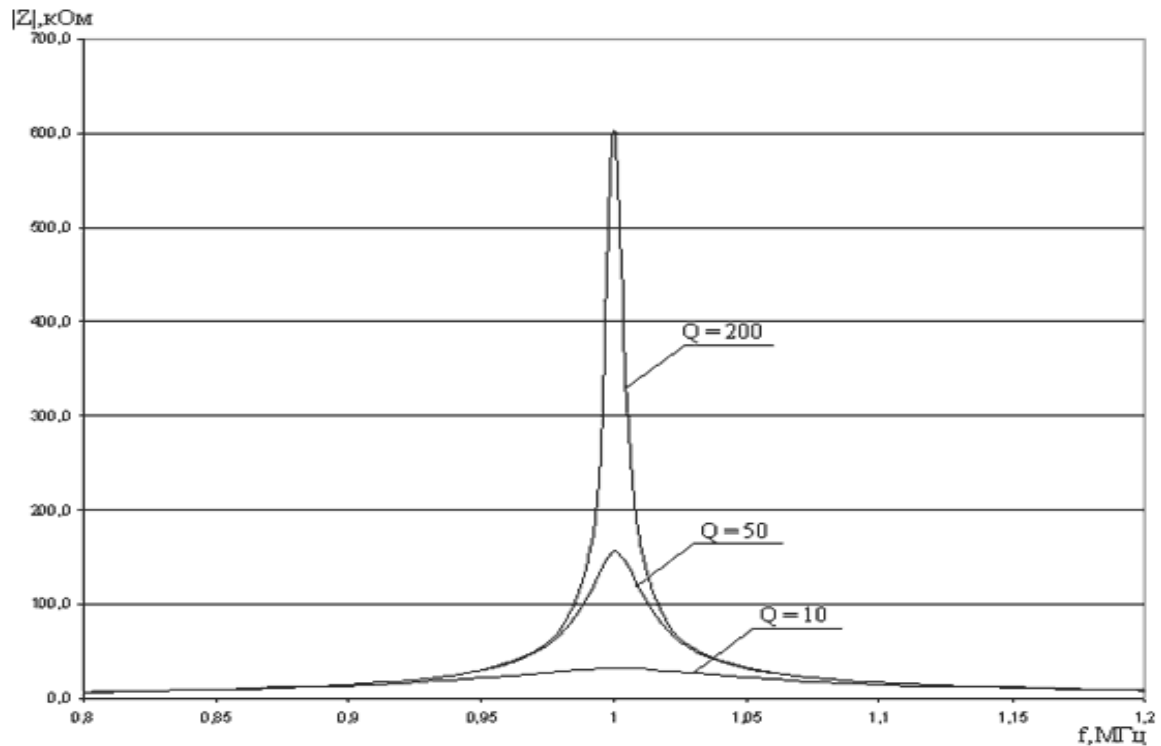


Рис.15 2. Резонансні криві

Як видно з рисунку, чим менше значення d (тобто чим більше Q), тим гостріша резонансна крива. Величина загасання в контурі зв'язана зі смугою пропускання (шириною кривої поглинання), яка визначається в такий спосіб: проводимо горизонтальну пряму на висоті

$$A_0 = \frac{A_{\max}}{\sqrt{2}} = 0,707$$

і вважаємо смугу пропускання $2\Delta\omega_0$ рівною інтервалові частот між точками перетину горизонтальної прямої і графіком АЧХ. Це легко показати аналітично:

$$A_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0^2 + d^2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} A_{\max} = \frac{1}{\sqrt{2}d}$$

Зведемо в квадрат, одержимо $\varepsilon_0 = d$, тут $\varepsilon_0 \approx \frac{2\Delta\omega_0}{\omega_0}$ виражає відносну ширину смуги пропускання. Як бачимо, ширина смуги пропускання пропорційна загасанню. Вимірюючи смугу пропускання апаратними засобами, ми зможемо визначити загасання в контурі. На рис.15.3 зображено інтервал $2\Delta\omega$ ($\omega = 2\pi \cdot f$) на рівні 0.707 від максимальної амплітуди. Максимум амплітуди відповідає $f_p = \frac{\omega_0}{2\pi}$ – резонансній частоті контуру.

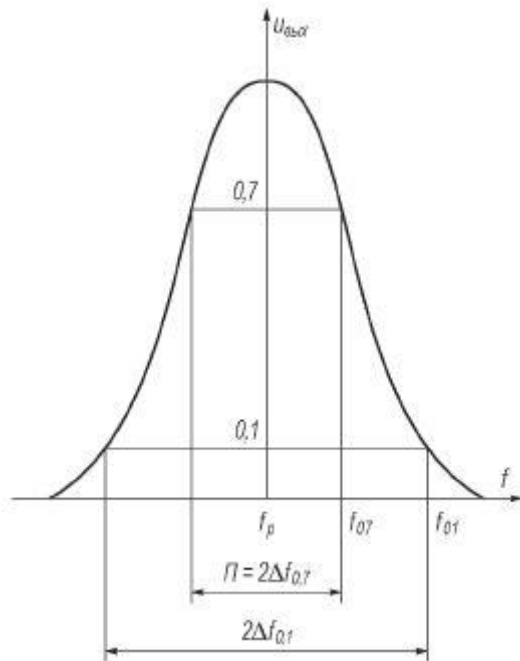


Рис.15.3.

На рис.15.3 зображено також розбалансування на рівні 0,1 від максимальної амплітуди, ця величина нам знадобиться надалі.

Отже ми з'ясували, що добротність обернено пропорційна загасанню власних коливань у системі. Тобто, чим вище добротність коливальної системи, тим менше втрати енергії за період і тем повільніше загасають коливання.

Важливо відзначити також, що добротність - характеристика коливальної системи, що визначає смугу резонансу і показує, у скільки разів запас енергії в системі більший за втрати енергії за один період коливань.

Загальна формула для добротності будь-якої коливальної системи:

$$Q = \frac{2\pi f W}{P_d},$$

де: f — частота коливань

W — енергія, запасена в коливальній системі

P_d — потужність, що розсіюється.

Наприклад, в електричному резонансному колі енергія розсіюється через кінцевий опір кола, у кварцовому кристалі загасання коливань обумовлене внутрішнім тертям у кристалі, в об'ємних електромагнітних резонаторах поглинається в стінках резонатора, у його матеріалі й в елементах зв'язку, в оптичних резонаторах - на дзеркалах.

Порівняємо паралельний і послідовний контури. Для послідовного коливального контуру елементи LCR включені послідовно:

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

де R , L і C — опір, індуктивність і ємність резонансного ланцюга, відповідно. Для паралельного контуру індуктивність, ємність і опір включені паралельно:

$$Q = R \sqrt{\frac{C}{L}}$$

Для електричного ланцюга набагато простіше виміряти амплітуду (струм або напругу), ніж енергію або потужність. Оскільки потужність і енергія пропорційні квадратові амплітуди електромагнітних коливань, смуга на АЧХ дорівнюватиме $\frac{1}{\sqrt{2}}$ від піка (приблизно -6 дБ, а $1/2$ це -3 дБ). Тому частіше використовується інше еквівалентне визначення добротності, що зв'язує ширину амплітудної резонансної кривої $\Delta\omega$ - на рівні $\frac{1}{\sqrt{2}}$, із круговою частотою резонансу

$$\omega_0 = 2\pi \cdot f_0$$

$$Q = \frac{\omega}{\Delta\omega} = \frac{\omega}{2\delta} = \pi \cdot N_e, \quad (15.2)$$

де: δ - декремент загасання, N_e — число коливань за час релаксації.

Фізичні основи пропонованого методу

З теорії і вище викладеного випливає, що площу фігури під графіком резонансної кривої (АЧХ) можна розглядати як величину різниці реактивної енергії контуру й енергії втрат у контурі за один період коливань на резонансній частоті, а кожне дискретне значення на резонансній кривій є різниця цих енергій на поточних частотах поблизу резонансу. Дискретизація за часом, між відліками різниці цих енергій, визначається частотою змушуючих коливань і може складати долі мікросекунди. (А у випадку застосування імпульсних порушень дискретизацію можна довести до одиниць і доль наносекунди).

Теорія поки не дає вичерпних описів усіх процесів, що відбуваються у ВТНП — матеріалах при переході у надпровідний стан. Інтервали температур переходу в НП стан сильно відрізняються, - від десятків градусів, до часток градуса.

(У монокристалах — до сотих часток кельвіна !!!).

Суть пропонованого методу полягає в наступному:

У котушку індуктивності (з високою добротністю) коливального контуру, включеного в схему вимірювання АЧХ цього контуру, вміщуємо ВТНП — зразок. Котушка і зразок охолоджуються до температури переходу в НП стан.

Далі необхідно зробити математичний аналіз всіх еволюцій резонансної кривої і площі фігури під її графіком (АЧХ), у залежності від температури, на інтервалі переходу зразка в НП стан.

Ці еволюції досить значні і показові - амплітуда АЧХ міняється в рази, добротність у рази, частота на сотні кілогерців і всі ці зміни в точності відбивають фізичні процеси, що відбуваються у ВТНП - матеріалі при переході його в НП - стан. (діамагнітний ідеально).

Аналіз потрібно проводити в такий спосіб:

Зняти залежності амплітуди резонансної кривої на інтервалі переходу від:

1. - Температури.
2. - Енергії в контурі (шляхом зміни амплітуди вимушуючи коливань).
3. - Частоти.

Апроксимувавши отримані залежності, їх диференціюючи й інтегруючи, при необхідності, на цікавих інтервалах, можна кількісно судити про природу енергетичних змін, що відбуваються у ВТНП при переході в НП - стан. А кількість з великою часткою імовірності виразиться в якості.

Хід роботи

У лабораторній роботі даного циклу ми навчимося:

- 1.- Визначати, пропонованим методом, інтервал абсолютних температур переходу ВТНП зразка в НП – стан по еволюціях резонансної кривої контуру (АЧХ).
- 2.- Вимірювати добротність коливального контуру з ВТНП - зразком у котушці при кімнатній температурі зразка і добротність цього ж контуру у надпровідному стані.

Опис лабораторної установки

На рис.15.4. зображена блок-схема лабораторної установки для вимірювання амплітудно-частотних характеристик коливального контуру, у котушку індуктивності якого, вміщений ВТНП – зразок.

Установка складається з вимірювача амплітудно-частотних характеристик (Х1-48), частотоміра ЧЗ-34 і власне коливального контуру в котушку якого вміщений ВТНП зразок та термопари, що служить для виміру температури, термо-ЕРС якої вимірюється цифровим вольтметром ІЩ 68000 з точністю 1 мкВ.

Вимірювач АЧХ складається з генератора змінної частоти, що генерує електричні високочастотні коливання, частота цих коливань повільно змінюється від нуля до необхідної нам частоти. Діапазон зміни частоти ми можемо регулювати. Зміна частоти в межах встановленого діапазону відбувається циклічно, (качається); час циклу повільно

змінюється і збігається з часом розгортки по осі X (горизонтальні пластини) на електронно-променевої трубі індикатора. Таким чином, відбувається синхронізація – тобто «прив'язка» частоти, що змінюється, до координат осі X . Тому кожній координаті осі X на електронно-променевому індикаторі відповідає задана частота з діапазону циклічної зміни.

Подамо на коливальний контур, електричні коливання від ГКЧ – генератора частоти, які циклічно змінюються – „качаються”. І знімаємо коливання після проходження через контур на вертикальні пластини електронно-променевого індикатора (ЕЛІ). У тому випадку, якщо частота власних коливань контуру увійде в діапазон «качання», на екрані ЕЛІ побачимо резонансну криву (АЧХ) коливального контуру; Рис.15.3, математично, з достатньою для нас точністю, відповідає виразу (1).

У вимірювача АЧХ існує режим «ручного» керування частотою. Це дає можливість, відключивши режим «хитання», установити постійну частоту генератора ГКЧ у будь-якій точці АЧХ і, подавши її на частотомір, виміряти частоту в цій точці резонансної кривої (АЧХ). Цей режим потрібний для виміру добротності контура - Q .

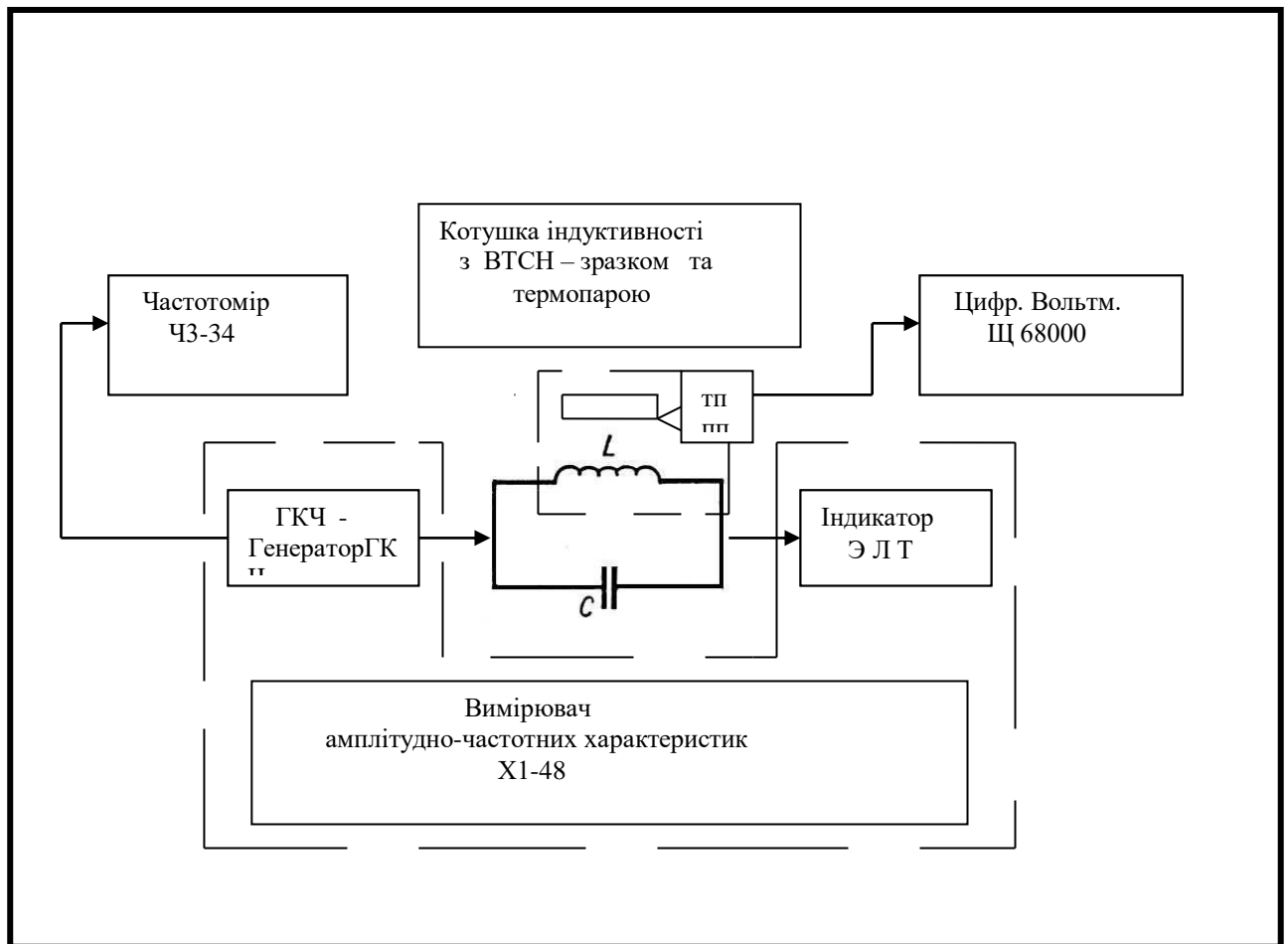


Рис.15.4. Блок-схема лабораторної установки

Порядок виконання роботи

1. Ввімкнути вимірювач АЧХ - Х1-48, прогріти протягом 10 хвилин.
 2. Ввімкнути вольтметр Щ 68000 і прогріти протягом 10 хвилин.
 3. Перевірити установку. Для цього у вимірювальний коливальний контур, підключений до вимірювача частотних характеристик при кімнатній температурі, по черзі вміщують зразки, що мають пара-, діа- та феромагнітні властивості, спостерігаючи за зміною форми і положення АЧХ контуру і відобразити це на графіку.
 4. Потім по черзі охолоджуючи ці зразки в контурі до температури рідкого азоту, так само замальовувати графіки і порівняти з графіками п.3.
 5. Вимірювальний зонд, у «стакані» якого знаходиться коливальний контур з ВТНП зразком у котушці і термopара, при цьому знаходяться при кімнатній температурі. Записати показання вольтметра при кімнатній температурі зразка. Результат занести до протоколу.
 6. Установити амплітуду сигналу, діапазон і смугу «качання» частоти на Х1-48 такими, щоб, виявлена АЧХ коливального контуру в зручних для спостереження координатних пропорціях, розмістилася на екрані вимірювача АЧХ. Переключивши Х1-48 у «ручний режим», за допомогою частотоміра, виміряти діапазон зміни частоти в межах графіка АЧХ, «прив'язавши» його до координатної сітки екрана Х1-48. Перевести Х1-48 з «ручного» режиму в режим автоматичного аналізу - «качання».
 7. З екрана Х1-48 якомога точніше скопіювати до протоколу графік резонансної кривої контуру (АЧХ), що знаходиться при кімнатній температурі.
- Використовуючи скопійований графік і обмірюваний і «прив'язаний» до координат графіка діапазон зміни частоти, і провести горизонтальну пряму, що перетинає графік на рівні 0,707 і за допомогою виразу (15.2), визначити добротність контуру при кімнатній T графічним способом.
8. Визначити добротність коливального контуру з ВТНП - зразком при кімнатній T шляхом прямих вимірів, для чого:
перевівши Х1-48 у «ручний» режим, і використовуючи властивість залишкової флюорисценції екрана, виміряти за допомогою частотоміра резонансну частоту контуру, а також інтервал розстройки, по черзі встановлюючи частоту коливань Х1-48 у
 - а) точку максимуму резонансної кривої,
 - б) точку перетину прямої на рівні 0,707 із графіком – ліворуч від максимуму,
 - в) точку перетину цієї ж прямої – праворуч від максимуму.Потім, як і в пункті 5, використовуючи вираз (15.2) – обчислити добротність контуру зі зразком при кімнатній T , отриману шляхом прямих вимірів.
 9. Порівняти отримані результати.
 10. Занурити вимірювальний зонд у рідкий азот. Охолодити коливальний контур до T рідкого азоту (77,15 К), про що можна буде судити по стабілізації показань вольтметра, що вимірює ЕРС термopари, і

встановленню стабільних показань на рівні приблизно 5400 мкВ. (мідь-константан).

11. Повторити всі дії, починаючи з п.6 по п.9 включно, даного лабораторного завдання, одержавши при цьому аналогічні дані, але вже для надпровідного стану зразка.

12. Розташувати вимірювальний стакан над рідким азотом таким чином, щоб підвищення температури було достатньо повільним, для забезпечення реєстрації T і Q на інтервалі температур переходу зразка зі НП – стану в звичайний.

13. Зареєструвати залежність від температури на інтервалі переходу:

1.Частоти резонансу АЧХ- F .

2.Амплітуди АЧХ – A .

3.Добротності контуру – Q .

14. Побудувати графіки отриманих залежностей.

15. Зіставити результати лабораторних робіт з попередніми роботами.

16. Сформулювати висновки й обговорити всі результати з викладачами.

Контрольні запитання

1. Назвіть основні характеристики коливального контуру і поясніть їхній фізичний зміст.

2. Що таке добротність коливального контуру, її фізичний зміст?

3. Що такий опір втрат, назвіть його складові?

4. Якою буде резонансна крива резонансна крива, якщо опір втрат прямуватиме до нуля?

5. Поясніть фізичну суть методу спостереження і дослідження НП переходу використовуваного в даній роботі.

6. Опишіть принцип дії лабораторної установки що використовується у даній роботі.

7. Як впливає перехід у НП стан ВТНП зразка поміщеного у котушку на АЧХ контуру і чому?

8. З яких причин, на вашу думку, відбуваються еволюції АЧХ, або іншими словами,- які процеси відбуваються у ВТНП матеріалі при переході в НП стан?

Література

1. С.Г. Калашников. Общий курс физики. Электричество. Издательство «наука» главная редакция физико-математической литературы. Москва 1970г.

2. И.В. Савельев. Курс общей физики. Москва «наука» главная редакция физико-математической литературы 1979г.

3. Д. Маттис. Теория магнетизма. Издательство мир, Москва 1967г.

4. В.И. Чечерников. Магнитные измерения. Издательство Московского Университета 1969г.

5. А.А. Харкевич. Основы радиотехники Москва. Физматлит. 2007г.

